TRAVAUX PRATIQUES
DE
PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ET DE
RADIOCHIMIE

DÉTECTION DES RAYONNEMENTS
ET MÉTHODES D'ÉTUDE
DE LA STRUCTURE NUCLÉAIRE

PAR

M. DUQUESNE, R. GRÉGOIRE, M. LEFORT

AVEC UN APPENDICE SUR LA PROTECTION
CONTRE LES RADIATIONS IONISANTES
PAR LE Dr DEVORET

PRÉFACE DE JEAN TEILLAC

MASSON & Cie

A LA MÊME LIBRAIRIE

LA MÉTHODE DES ISOTOPES EN CHIMIE. *Physique nucléaire appliquée*, par J. GOVAERTS. 2e édition, 1947. Un volume de 68 pages.

RAYONNEMENTS DE PARTICULES ATOMIQUES, ÉLECTRONS ET PHOTONS, par A. BERTHELOT, 1956. Un volume de 192 pages, avec 101 figures.

DÉTECTEURS DE PARTICULES (Compteurs et scintillateurs). *Mécanisme et réalisation*, par D. BLANC, 1959. Un volume de 324 pages, avec 126 figures et 33 tableaux.

CHIMIE MINÉRALE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE (*Chimie électronique*), par F. GALLAIS. 2e tirage corrigé, 1957. Un volume de 810 pages, avec 142 figures et 22 tableaux.

CHIMIE GÉNÉRALE, par P. PASCAL, en 4 volumes.

I. *Atomistique*, 1949, 478 pages, 137 figures.
II. *Cinétique, thermodynamique*, 1950, 464 pages, 230 figures.
III. *L'individu physico-chimique*, 1951, 472 pages, 171 figures.
IV. *Applications de la théorie des ions*, 1952, 386 pages, 119 figures.

NOTIONS ÉLÉMENTAIRES DE CHIMIE GÉNÉRALE *à la lumière des théories modernes*, par P. PASCAL, 1953. Un volume de 550 pages, avec 243 figures et 7 planches.

LA CHIMIE NUCLÉAIRE ET SES APPLICATIONS, PAR M. HAISSINSKY, 1957. Un volume de 652 pages, avec 135 figures.

LE DANGER DES RADIATIONS POUR L'HOMME. *Action des radiations ionisantes sur les organismes vivants*, par H. RAMIOUL, 1957. Un volume de 146 pages, avec 33 figures.

PRINCIPES DE RADIOBIOLOGIE, par Z. M. BACQ et P. ALEXANDER, 1955. Un volume de 478 pages, avec 136 figures et nombreux tableaux.

L'AGE ATOMIQUE ET NOTRE AVENIR BIOLOGIQUE, PAR H. V. BRONDSTED. Traduit de l'anglais par Mme M. GOUTIER-BACQ, 1959. Un volume de 90 pages (*Collection « Evolution des Sciences »*, no 15).

M. DUQUESNE R. GRÉGOIRE M. LEFORT
Laboratoire Curie, Institut du Radium, PARIS

TRAVAUX PRATIQUES
DE
PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ET DE
RADIOCHIMIE

DÉTECTION DES RAYONNEMENTS ET MÉTHODES D'ÉTUDE DE LA STRUCTURE NUCLÉAIRE

AVEC UN APPENDICE SUR LA PROTECTION CONTRE LES RADIATIONS IONISANTES
PAR LE Dr R. DEVORET

PRÉFACE DE JEAN TEILLAC
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris
Directeur de l'Institut du Radium

MASSON ET Cie ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VIe
1960

Tous droits de traduction et de reproduction par tous procédés, y compris photographie et microfilms réservés pour tous pays.

© *Masson et Cie, Paris*, 1960.
(Imprimé en France)

TRAVAUX PRATIQUES DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE RADIOCHIMIE

PRÉFACE

Les découvertes de ces cinquante dernières années en physique nucléaire ont apporté tant d'idées nouvelles et conduit à des développements industriels si importants qu'il n'est pas possible d'envisager à quelque niveau qu'il soit un enseignement de physique qui n'en comporterait pas quelques éléments. A la Faculté des Sciences de Paris il existe, pour les étudiants préparant une licence de physique, un certificat de physique nucléaire destiné à leur faire connaître les grandes acquisitions de cette branche de la physique: l'enseignement qui y est donné comporte donc une grande partie expérimentale. On ne saurait d'ailleurs trop reconnaître l'importance de l'enseignement expérimental surtout lorsqu'il s'adresse à de jeunes étudiants; seul, il leur permet d'atteindre à une connaissance intime des phénomènes.

Le livre que présentent MM. M. Duquesne, R. Grégoire et M. Lefort est relatif aux travaux pratiques. Après une introduction où sont rappelées les notions qu'il est indispensable de connaître pour aborder avec fruit les expériences décrites, les auteurs proposent une série de manipulations sur la détection des rayonnements et les principales méthodes d'étude de la structure nucléaire.

Pour le rédiger, les auteurs ont bénéficié de la longue tradition de l'Institut du Radium. Un ouvrage de ce type ne s'improvise d'ailleurs pas, il ne peut que résulter d'une longue expérience acquise très lentement et c'est certainement là un de leurs mérites d'avoir essayé de concrétiser celle qui s'est accumulée sous la direction prestigieuse de Maîtres tels que P. et M. Curie, A. Debierne et I. et F. Joliot-Curie.

Je pense que l'ouvrage de MM. Duquesne, Grégoire et Lefort rendra de grands services aux étudiants en physique nucléaire, mais je crois aussi qu'il correspond exactement aux besoins de ceux qui envisagent de se familiariser avec les techniques de détection des rayonnements pour divers usages, notamment les applications des radio-éléments dans la recherche et dans l'industrie.

Jean TEILLAC.

A LA MÉMOIRE DES PROFESSEURS
IRÈNE JOLIOT-CURIE
ET
FRÉDÉRIC JOLIOT-CURIE.

CE RECUEIL, rédigé à la demande de F. Joliot-Curie quelques mois avant sa mort, est destiné aux étudiants de physique ou chimie nucléaire des Facultés des Sciences et à ceux qui désirent organiser un enseignement expérimental dans ce domaine.

Nous espérons qu'il sera également utile aux ingénieurs et techniciens qui doivent entreprendre des études nécessitant des notions de physique nucléaire. Nous avons rédigé cet ouvrage, en prenant pour bases les expériences essentielles à la compréhension des méthodes d'étude de la structure nucléaire. Quarante expériences, réalisées au cours de ces dernières années au certificat de physique nucléaire et radioactivité de la Faculté des Sciences de Paris sont décrites de façon détaillée. Des explications d'ordre plus général sur les fondements de la physique nucléaire sont exposées brièvement au début de chaque chapitre, et à l'occasion d'expériences nécessitant un tel rappel. Nous avons ainsi volontairement donné un aspect « pratique » à cet ouvrage en pensant communiquer à un étudiant ou à un jeune chercheur le goût de l'expérience.

Comme le désirait M. Joliot, nous avons maintenu le double aspect physique et chimique de ces expériences.

Enfin nous avons tenté d'associer aux principaux phénomènes les ordres de grandeur les caractérisant, et de rassembler le maximum de données simples indispensables lors des premiers contacts avec la physique nucléaire expérimentale.

A la fin de l'ouvrage, on trouvera un exposé du Docteur Devoret sur les effets biologiques des rayonnements, et les questions de protection. Cet appendice sera, pensons-nous, très utile aux utilisateurs de sources de rayonnements. Nous remercions très vivement le Docteur Devoret d'avoir bien voulu rédiger cet article.

Nous remercions également nos collègues, chefs de travaux de physique nucléaire, Mlle Ferradini, MM. Avignon, Basile, et Riou qui nous ont aidés à réaliser certaines expériences décrites ici.

LES AUTEURS.

INTRODUCTION

Une des tâches de la Physique Nucléaire est de définir l'organisation des nucléons à l'intérieur du noyau.

Avant de pouvoir formuler des hypothèses, il importe de posséder une collection de valeurs numériques liées à cette organisation, comme, par exemple, les différentes valeurs des énergies d'excitation d'un noyau.

Ce travail présente quelque analogie avec celui auquel se livraient les physiciens de la fin du siècle dernier.

L'étude des spectres optiques et des spectres de rayons X des atomes devaient en effet permettre de formuler des hypothèses sur la structure de l'atome.

Après l'introduction des quanta dans le modèle planétaire de Jean Perrin, la nouvelle théorie de Bohr allait rendre compte, dans ses grandes lignes, de l'émission spectrale des atomes.

Les progrès de la technique, en permettant d'effectuer des expériences de plus en plus précises, firent apparaître des contradictions entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux. On dut introduire de nouvelles grandeurs pour caractériser le mouvement d'un électron autour du noyau.

La relativité, la mécanique ondulatoire de Schrödinger, la mécanique ondulatoire relativiste de Dirac, se révélèrent des outils efficaces dans l'étude des problèmes concernant l'atome. Ce même outillage mathématique est utilisé dans les recherches sur la structure nucléaire, beaucoup plus complexe que la structure atomique. Des

analogies existent, mais aussi des différences profondes, et il ne semble pas que l'on puisse, comme ce fut le cas pour les électrons atomiques, disposer d'un modèle simple et unique pour décrire l'organisation des nucléons dans le volume nucléaire.

Pour entreprendre une étude de la structure nucléaire, il faut qu'une liaison existe entre l'expérimentateur et le système qu'il examine.

Certains noyaux émettent naturellement des particules lourdes et des rayons γ (radioactivité naturelle).

Soumis à un bombardement de particules lourdes, légères ou même à un rayonnement électromagnétique, les noyaux stables sont portés vers des états excités. La réorganisation des nucléons aboutit finalement à une forme stable par émission de rayonnement (particule lourde, légère, rayonnement γ).

Cette étude des rayonnements émis par les noyaux excités permet d'obtenir des renseignements sur la structure nucléaire. Il s'agit donc de détecter ces rayonnements, de déterminer leur nature, de fixer leur énergie et leur intensité.

La détection, alliée à certaines méthodes expérimentales, permet de pénétrer plus avant encore dans la connaissance de la structure des noyaux atomiques.

Les expériences rassemblées dans cet ouvrage présentent quelques-unes des méthodes de détection (Première partie) et d'investigation de la structure nucléaire (Deuxième partie).

Auparavant, nous rappellerons les données essentielles sur la structure de l'atome et sur celle du noyau.

***

I. — STRUCTURE DE L'ATOME

I. — HYPOTHÈSES DE BASE (modèle de N. Bohr)

a) Il existe dans l'atome des mouvements stables, ce sont les mouvements quantifiés auxquels correspond une énergie W.

b) Sur ces orbites stationnaires les électrons ne rayonnent pas d'énergie.

c) L'électron rayonne lorsqu'il passe d'un état stationnaire à un autre état stationnaire, il émet alors un quantum d'énergie

$$h\nu = W - W'.$$

II. — QUANTIFICATION D'UN SYSTÈME défini par ses coordonnées q_i et ses moments $p_i = \frac{\partial T}{\partial q_i}$ (T énergie cinétique du système). L'état du système est quantifié si les intégrales $\oint_{\tau i} p_i dq_i$ étendues chacune à la période τ_i de variation des q_i, sont égales à des multiples entiers de la constante de Planck

$$\oint_{\tau i} p_i dq_i = n_i h.$$

III. — ÉNERGIE CINÉTIQUE D'UN ÉLECTRON SUR SON ORBITE

$$T = \frac{m}{2}\left[\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + r^2 \sin^2\varphi\dot{\theta}^2\right].$$

Sur l'orbite stationnaire il y a équilibre entre la force d'attraction

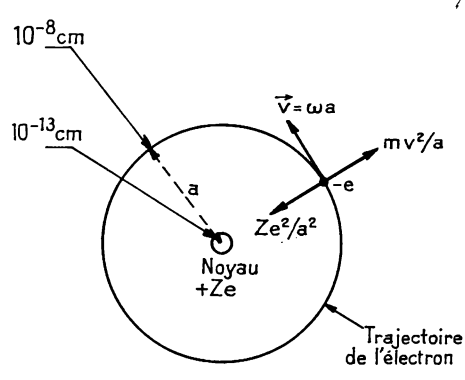


FIG. 1. — *L'atome de Bohr.*

électrostatique $\frac{ze^2}{r^2}$ et la force d'inertie de l'électron $\frac{mv^2}{r}$ (fig. 1).

IV. — ORBITE CIRCULAIRE :

$$r = a \qquad \frac{d\varphi}{dt} = \omega$$

$$pr = 0 \qquad p_\varphi = ma^2\omega$$

condition de quantification :

$$\oint_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = n_\varphi h$$

$$a = \frac{n_\varphi^2 h^2}{4\pi^2 mze^2}$$

$$\omega = \frac{8\pi^3 mz^2 . e^4}{h^3} \cdot \frac{1}{n_\varphi^3}.$$

Fréquence classique :

$$\nu_{class} = \frac{\omega}{2\pi}$$

$$\nu_{class} = \frac{2Rz^2}{n^3} ;$$

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}.$$

Application : $z = 1$ $\begin{cases} n_\varphi = 1 \\ a_0 = 0{,}529\ 10^{-8}\ \text{cm} \\ \nu_{class} = 6{,}58\ 10^{-15}\ \text{cycles/sec.} \end{cases}$

Chaque orbite circulaire est caractérisée par un nombre quantique $n_\varphi = n$ (nombre quantique principal) et une énergie W_n somme des énergies cinétique et potentielle de l'électron.

$$\boxed{W_n = -\frac{2\pi^2 mz^2 e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} = -Rz^2 \frac{h}{n^2}.}$$

V. — ORBITE ELLIPTIQUE

$$\oint p_r dr = n_r h ; \qquad \oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h.$$

Sur l'orbite elliptique l'électron n'a pas une vitesse constante. Sommerfeld complète le modèle de Bohr en tenant compte de la

variation relativiste de la masse de l'électron. Alors apparaît dans l'expression de l'énergie deux nombres quantiques :

$$n = n_r + n_\varphi \quad \text{(nombre quantique principal)}$$
$$l = n_\varphi - 1 \quad \text{(nombre quantique orbital)}$$
$$n_\varphi = 1, 2, 3 \ldots n$$

$$\boxed{W_{n,l} = W_n \left[1 + \frac{\alpha^2 z^2}{n^2} \left(\frac{n}{l+1} - \frac{3}{4} \right) \right]}$$

$\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine.

REMARQUE. — A l'état stationnaire $n = 2$ correspondent maintenant deux orbites $l = 0$ et $l = 1$ avec des énergies légèrement différentes.

VI. — QUANTIFICATION DANS L'ESPACE

Introduite par Sommerfeld pour essayer de rendre compte du dédoublement des raies sous l'action d'un champ magnétique.

La gravitation des électrons autour du noyau est en effet équivalente à des courants électriques qui confèrent à l'atome les propriétés d'un aimant que l'on caractérisera alors par son moment magnétique $\vec{\mathcal{M}}$.

Dans un champ magnétique extérieur $\vec{\mathcal{H}}$, l'électron aura une énergie additionnelle $\Delta W = \vec{\mathcal{M}} . \vec{\mathcal{H}} = \mathcal{M}_z \mathcal{H}$.

($\mathcal{M}_z$ = projection de $\vec{\mathcal{M}}$ sur l'axe oz d'application du champ $\mathcal{H}$).

Le moment magnétique $\vec{\mathcal{M}}$ est lié au moment cinétique orbital de l'électron $\vec{\mathbf{M}}$ par la relation :

$$\vec{\mathcal{M}} = \frac{e}{2mc} \vec{\mathbf{M}} \qquad \text{avec} \qquad \vec{\mathbf{M}} = \frac{h}{2\pi} \vec{l}.$$

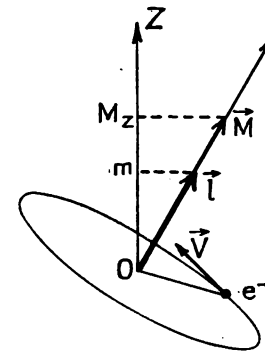


FIG. 2. — *Moment angulaire orbital* $\vec{l}$.

La quantification dans l'espace introduit un troisième nombre quantique (nombre quantique magnétique)

$$\oint p_\theta d\theta = n_\theta h.$$

Ce nombre quantique magnétique considéré comme la projection

du vecteur $\vec{l}$ sur un axe OZ (axe de quantification) ne peut prendre que les $2l + 1$ valeurs $-l, -l+1, \ldots, l-1, l$.

EXEMPLE : A $l = 0$, correspond une seule valeur $\mathfrak{M}_l = 0$
A $l = 1$ correspondent trois valeurs de $\mathfrak{M}_l$:
$-1, 0, +1$ (fig. 4, p. 15).

Malgré cet effort le désaccord persistait avec l'expérience.

VII. — SPIN DE L'ÉLECTRON

Pour rendre compte de l'effet Zeeman anormal on imagina l'électron possédant un moment cinétique propre $\vec{s}$ (spin) dont les composantes selon OZ se limitent à 2 valeurs $+1/2, -1/2$, et par suite un moment magnétique intrinsèque $\vec{\mu}_e = \frac{e}{2mc}\frac{h}{2\pi}$.

VIII. — CARACTÉRISTIQUE DES ÉTATS ATOMIQUES

Dans le modèle vectoriel de l'atome, 4 nombres quantiques définissent l'état d'un électron :

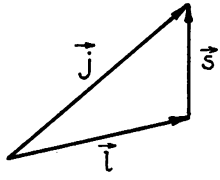


FIG. 3. — *Moment angulaire total* $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$.

n nombre quantique principal,
l moment angulaire orbital

$$l = n-1, n-2, \ldots, 0,$$

$j = l \pm 1/2$ moment angulaire total,
m_j nombre quantique magnétique, projection de j sur OZ

$$m_j = -j, -j+1, \ldots, +j.$$

$\vec{j}$ est la résultante du moment orbital et du moment cinétique propre $\vec{s}$ (fig. 3)

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}.$$

Comme $\vec{l}$ précédemment, le moment $\vec{j}$ est quantifié, m_j ne possède que $2j + 1$ valeurs (fig. 4).

Le principe de Pauli postule alors qu'il est impossible que 2 électrons du cortège possèdent les mêmes valeurs des 4 nombres quantiques.

Un état de l'atome est alors défini par n, l, j, et une énergie $E_{n,l}$; il peut contenir $2j + 1$ électrons.

EXEMPLE : A $l = 0$, $j = +1/2$ correspondent 2 valeurs de m_j : $+1/2$, $-1/2$.
A $l = 1$, $j = +1/2$ correspondent 2 valeurs de m_j : $+1/2$, $-1/2$.
A $l = 1$, $j = +3/2$ correspondent 4 valeurs de m_j : $+3/2$, $+1/2$, $-1/2$, $-3/2$.

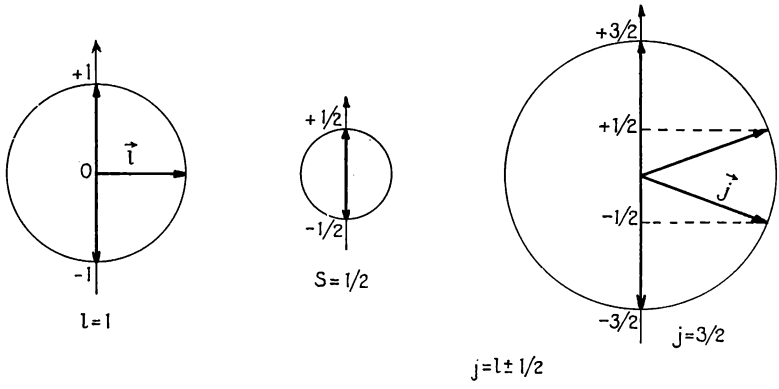


FIG. 4. — *Quantification de j* (Modèle vectoriel de Bohr).

REMARQUE. — En mécanique quantique la longueur des vecteurs $\vec{l}$ et $\vec{j}$ n'est plus l et j mais $\sqrt{l(l+1)}$ et $\sqrt{j(j+1)}$; les composantes suivant OZ demeurent

$m_l = -l, -l+1, \ldots +l$ et $m_j = -j, -j+1, \ldots +j$ (fig. 5).

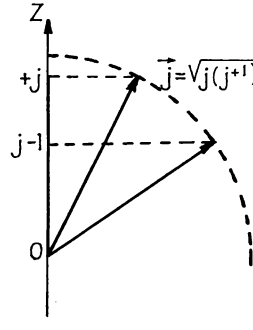


FIG. 5. — *Quantification de j* (Mécanique ondulatoire).

IX. — NIVEAUX D'ÉNERGIE ET TRANSITIONS DANS L'ATOME

Au sein du cortège atomique où il gravite, l'électron possède une énergie cinétique et une énergie potentielle. En valeur absolue, cette dernière l'emporte sur l'énergie cinétique de sorte que l'énergie totale W de l'électron est négative : l'électron est lié au noyau central de l'atome.

Le niveau le plus lié est le niveau K ($n = 1$), l'électron est le plus près du noyau : état 1 s.

Le niveau L ($n = 2$) comprend 3 états :

L_I	$(l = 0, j = 1/2)$	état 2S 1/2
L_{II}	$(l = 1, j = 1/2)$	état 2P 1/2
L_{III}	$(l = 1, j = 3/2)$	état 2P 3/2.

Le niveau M ($n = 3$) comprend 5 sous-couches :

M_I	$(l = 0, j = 1/2)$	état 3S 1/2
M_{II}	$(l = 1, j = 1/2)$	état 3P 1/2
M_{III}	$(l = 1, j = 3/2)$	état 3P 3/2
M_{IV}	$(l = 2, j = 3/2)$	état 3D 3/2
M_V	$(l = 2, j = 5/2)$	état 3D 5/2.

Chaque état est caractérisé par une énergie E_i. On appelle cette énergie, énergie d'absorption critique. C'est l'énergie nécessaire pour arracher un électron à son état.

Les énergies de liaison sont très faibles lorsque l'électron gravite à la périphérie de l'atome.

Les espacements des niveaux d'énergie dans l'atome varient avec Z et sont très resserrés vers les faibles énergies.

TABLEAU I

ÉNERGIE D'ABSORPTION CRITIQUE DE L'ARGENT.

E_K	= 25,573	KeV
E_{LI}	= 3,815	KeV
E_{LII}	= 3,533	KeV
E_{LIII}	= 3,4	KeV
E_{MIV}	= 0,402	KeV
E_{MV}	= 0,3978	KeV

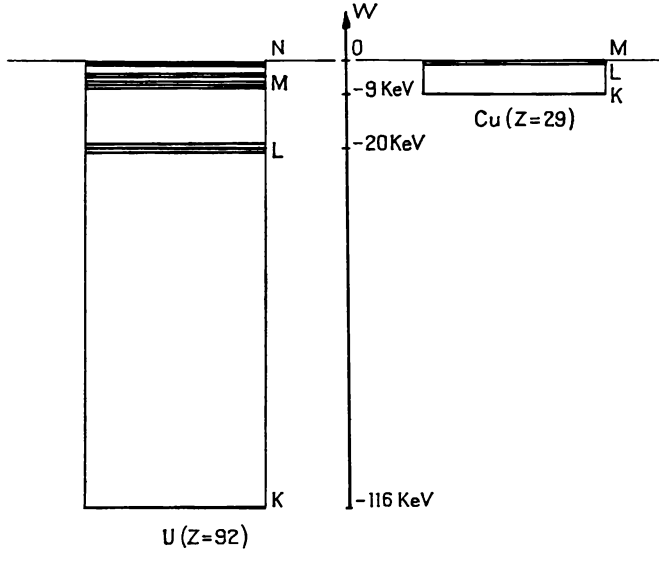


FIG. 6. — *Énergies de liaison des électrons du cortège atomique.*
a) Cuivre Z = 29. *b*) Uranium Z = 92.

Les électrons les plus liés (électrons K) ont des énergies de liaison variant avec Z entre quelques dizaines d'électron-volts et une centaine de kiloélectron-volts (KeV).

Pour chasser l'électron le moins lié d'un atome, il faut dépenser une énergie de 5 à 25 eV.

Lorsqu'un électron passe d'un état lié vers un autre état lié, une radiation électromagnétique est émise ou absorbée dont la fréquence est fonction de la différence des énergies des états impliqués dans la transition.

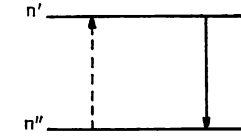


FIG. 7. — *Transition entre deux états du cortège n' et n''.*

$$h\nu = W_{n'} - W_{n''}$$

ou encore $h\nu = E_{n''} - E_{n'}$.

EXEMPLE. — Transition dans l'atome de Bohr :

$$\boxed{h\nu = W_{n'} - W_{n''}}$$

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m z^2 e^4}{h^3}\left[\frac{1}{n''^2} - \frac{1}{n'^2}\right].$$

Fréquence quantique

$$\nu_{quant} = Rz^2\left[\frac{(n' - n'')\,(n' + n'')}{n'^2 . n''^2}\right].$$

Le principe de correspondance (N. Bohr) énonce qu'à la frontière de l'atome, c'est-à-dire pour les nombres quantiques élevés, la fréquence quantique devient égale à la fréquence classique.

En effet si $n' - n'' = 1$, $n' + n'' \simeq 2n'$ car n' et n'' sont grands

$$\nu_{quant} = \nu_{class} = \frac{2Rz^2}{n'^3}.$$

Si $n' - n'' = \Delta n$

$$\nu_{quant} = \nu_{class} \cdot \Delta n.$$

Si en théorie classique il n'y a pas de transition d'un état d'un système vers un autre état, en théorie quantique, il faut établir ces probabilités de transition pour retrouver l'intensité des raies émises par une source, c'est-à-dire par un nombre très grand d'atomes excités.

Le principe de correspondance fournit la solution si on admet que l'intensité d'une raie est donnée par le coefficient de l'harmonique correspondant à Δn dans le développement classique en série de Fourrier du mouvement de l'électron. Ceci permet de voir si des raies ont une intensité nulle c'est-à-dire si elles sont interdites. De cette remarque résulte l'existence de certaines « règles de sélection »

$$\Delta l = \pm 1 \qquad \Delta j = 0, \qquad \pm 1.$$

Ces règles permettent d'envisager des transitions entre des états S et P, mais interdisent de concevoir une transition entre deux états S ou deux états P car on aurait $\Delta l = 0$, ce qui est interdit.

Nous venons de voir que lorsqu'un électron passe d'un état à un autre état il y a absorption ou émission d'énergie.

— L'excitation des couches externes des atomes conduit à des transitions de faible énergie et à des émissions de photons souvent situés dans la partie visible du spectre. On appelle potentiel d'ionisation l'énergie minimum nécessaire pour ioniser un atome. Pour l'atome d'argent, ce potentiel est d'environ 7,5 eV.

— L'excitation des couches profondes conduit à l'émission de photons de plus grande énergie (rayons X.) Les rayons X sont groupés suivant l'état final auquel aboutit la transition

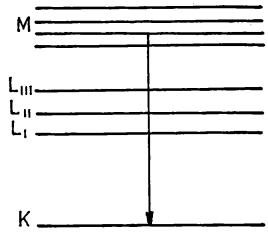


FIG. 8. — *Transition X.*

	État final	
groupe X_K	niveau K	1 S
groupe X_L	niveau L	2 S 2 P
groupe X_M	niveau M	3 S 3 P 3 D

EXEMPLE. — Raie de la série K de l'Ag (voir E_i, p. 16)

$$X_{K\alpha 2} = E_K - E_{L_{II}} = + 22{,}04 \text{ Kev}$$
$$X_{K\alpha 1} = E_K - E_{L_{III}} = + 22{,}17 \text{ Kev.}$$

X. — ÉTATS EXCITÉS DES ATOMES. POTENTIEL D'IONISATION

EXEMPLE : Doublet du sodium.

L'atome de sodium Z = 11 possède 2 e^-K; 8 e^-L; 1 e^-M.

L'électron externe est normalement dans l'état $3S_{1/2}$. C'est l'état stable. Si l'on excite l'atome de sodium, cet électron peut subir une transition vers les états $3P_{1/2}$ ou $3P_{3/2}$. Ceux-ci représentent des états excités de l'atome de sodium, ils sont caractérisés par une certaine énergie par rapport à l'état stable $3S_{1/2}$, et par une vie moyenne τ qui est de l'ordre de 10^{-8} sec. Notons qu'il existe des états à vie plus longue — 10^{-2} sec. — dits états métastables.

Lors de la désexcitation de l'atome, il y a émission de radiations correspondant aux transitions

$$P_{1/2} \rightarrow S_{1/2} \qquad P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}.$$

Cette émission donne les deux raies D_1 et D_2 correspondant à des énergies de 2,093 eV et 2,096 eV.

Une activation plus forte pourrait amener l'électron vers les états 4 P, 5 P ..., etc.

Pour ioniser l'atome de Na, c'est-à-dire pour que son onzième électron passe dans le continuum (énergie totale positive), il faut dépenser 5,117 eV.

Ce potentiel d'ionisation n'est pas une fonction continue de la charge Z du noyau.

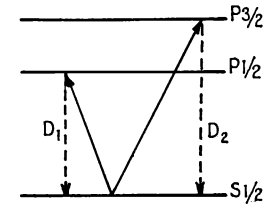


FIG. 9. — *Doublet du sodium.*

S'il faut environ 5 eV pour arracher le 11e électron du sodium, il faut 22 eV pour arracher le 10e électron du Néon. L'examen du graphique reproduisant le potentiel d'ionisation en fonction de Z montre que certaines valeurs de Z assurent une plus grande stabilité au cortège électronique

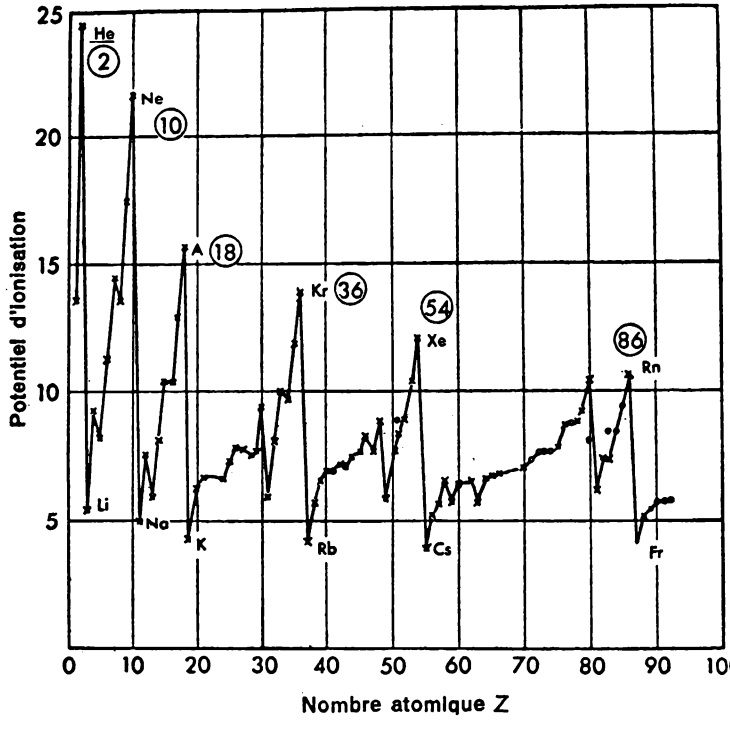


FIG. 10. — *Potentiels d'ionisation des différents atomes.*

XI. — NOMBRES MAGIQUES ATOMIQUES

On dit qu'une couche est saturée lorsqu'elle possède le nombre maximum d'électrons. D'après le principe d'exclusion, la couche K est saturée avec 2 électrons, l'ensemble des couches L avec 8 électrons. L'hélium Z = 2 sera donc plus stable que l'hydrogène Z = 1, et que le lithium Z = 3. Le Néon Z = 10 présentera plus de stabilité que le fluor Z = 9 et que le sodium Z = 11. Les états S et P de la couche M réclament pour être saturés 8 électrons. Z = 18 sera donc un de ces nombres « magiques » atomiques. L'atome d'argon Z = 18 possède un potentiel d'ionisation de 15,7 eV alors que le potentiel d'ionisation du chlore Z = 17 est 13,1 eV, celui du potassium Z = 19, 4,3 eV.

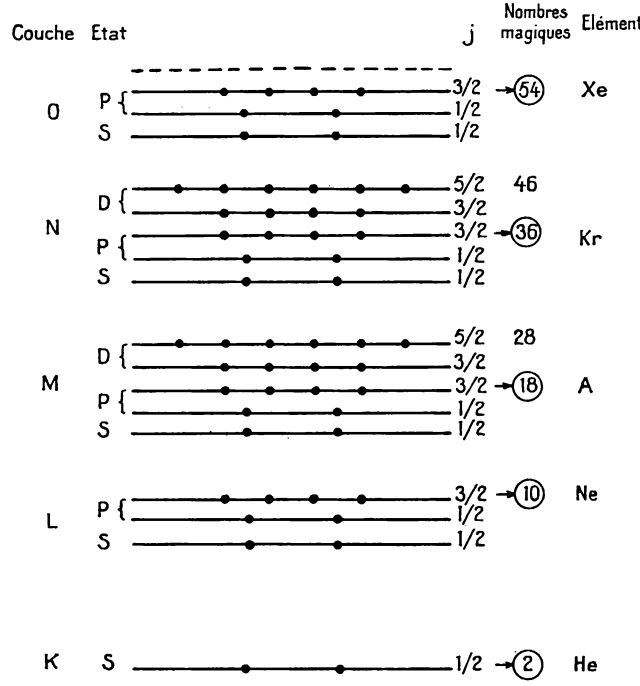


FIG. 11. — *Remplissage des couches électroniques et nombres magiques atomiques.*

Les états D 3/2 et D 5/2 de la couche M peuvent absorber 10 électrons (fig. 11), on s'attend alors à ce que Z = 28 soit magique. Il s'agit du nickel, dont le potentiel d'ionisation est 7,6 eV. 28 n'est

donc pas un nombre magique. Ceci provient du fait suivant : lorsque Z croît, les électrons additionnels ne se situent pas automatiquement sur les états immédiatement supérieurs. Il peut se faire que des états intermédiaires demeurent provisoirement inoccupés. Les 28 électrons du nickel se distribuent alors ainsi :

$$\mathrm{K}\,(2)\quad \mathrm{L}\,(8)\quad \mathrm{M}\,(16)\left[\begin{array}{l} 3\,\mathrm{S}\ 1/2\ (2) \\ 3\,\mathrm{P}\ 1/2\ (2) \\ 3\,\mathrm{P}\ 3/2\ (4) \\ 3\,\mathrm{D}\ 3/2\ (4) \\ 3\,\mathrm{D}\ 5/2\ (4) \end{array}\right]\quad \mathrm{N}\,(2)\quad 4\mathrm{S}\ 1/2(2)$$

On voit que l'état D 5/2 de la couche M n'est pas rempli avec 6 électrons, deux d'entre eux s'étant portés sur l'état S de la couche N. $Z = 28$ ne peut donc être magique. Par contre, $Z = 36$ (krypton) sera magique, ainsi que $Z = 54$ (xénon).

Toutes ces grandeurs : énergie d'absorption critique, potentiel d'ionisation, nombres magiques, traduisent l'organisation en couches des électrons dans le cortège électronique de l'atome.

Des grandeurs semblables existent caractérisant l'organisation des nucléons dans le noyau atomique. Des analogies avec les grandeurs précédentes ont pu être établies — existence de nombres magiques nucléaires, mais également, de profondes différences ont été constatées — valeur très grande des énergies de liaison des nucléons, et espacement différent des niveaux d'énergie dans le noyau et dans l'atome.

Néanmoins, avec ces grandeurs nucléaires obtenues par l'expérience, des hypothèses ont pu être formulées, et des modèles d'organisation des nucléons envisagées.

II. — STRUCTURE DU NOYAU

I. — RAYON ET COMPOSITION DU NOYAU

En 1913, lors des expériences de Rutherford sur la diffusion des particules α par les noyaux, l'introduction de calculs élémentaires avait permis d'atteindre, à partir de la valeur des angles de déviation θ (fig. 12), un ordre de grandeur pour les dimensions du noyau.

$$10^{-12} < R_{\text{nucl.}} < 10^{-13}\ \text{cm.}$$

Ce noyau de charge Z, on l'avait d'abord imaginé, après la mise en évidence de l'émission d'électrons par les corps radioactifs naturels (rayonnement β), formé de protons et d'électrons. Après la décou-

verte de la radioactivité naturelle (P et M. Curie) le progrès le plus important dans les tentatives d'exploration du noyau fut la découverte en 1913 par Rutherford, de la première transmutation.

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + ^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow ^{17}_{8}\mathrm{O} + ^{1}_{1}\mathrm{H}$$

Après la découverte du neutron et les données de la mécanique ondulatoire, on ne put conserver cette hypothèse de l'existence d'électrons dans le noyau. Ce dernier devait être composé de protons et de neutrons. Les nombreuses expériences de transmutation par les particules α devaient fournir les premières données permettant d'esquisser une image du noyau.

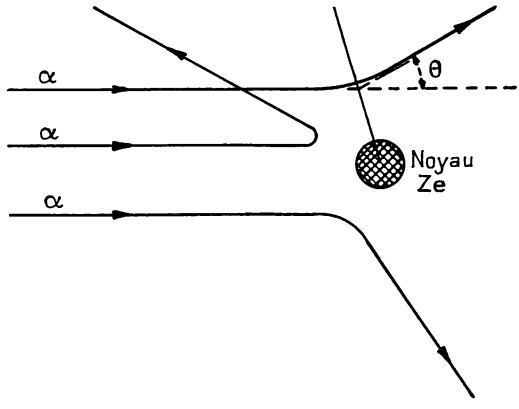


FIG. 12. — *Déviation des particules α par les noyaux.*

Niels Bohr envisage protons et neutrons intimement mêlés. Si un projectile pénètre dans le noyau, son énergie est distribuée à l'ensemble des nucléons. Il peut en résulter une déformation du noyau et l'émission d'un rayonnement γ, ou l'éjection d'une particule lourde sur laquelle se trouve finalement concentrée une grande partie de l'énergie d'excitation.

Comme les atomes, les noyaux peuvent être excités. Un noyau dans un état initial stable peut être porté vers un état excité. Comme dans le cas de l'atome, cet état sera caractérisé par une énergie d'excitation, une vie moyenne, et des nombres quantiques. Nous reviendrons sur ces grandeurs au début de la deuxième partie.

II. — NOMBRES MAGIQUES ET MODÈLES NUCLÉAIRES

Pour ioniser un atome, il faut dépenser une énergie de 5 à 25 eV. Ici, dans le noyau, pour extraire un nucléon, il faut dépenser 5 à 15 MeV.

Les électrons atomiques sont situés dans un champ coulombien central défini par le nombre z de protons du noyau. L'interaction entre électrons est très faible et souvent négligeable : on peut alors disposer d'un modèle à particule indépendante.

Dans le volume nucléaire, on ne peut envisager l'existence d'un champ central car l'interaction entre nucléons est très forte. Cette absence de champ central se traduit d'ailleurs par un espacement des niveaux nucléaires très différent de l'espacement des niveaux atomiques (fig. 13).

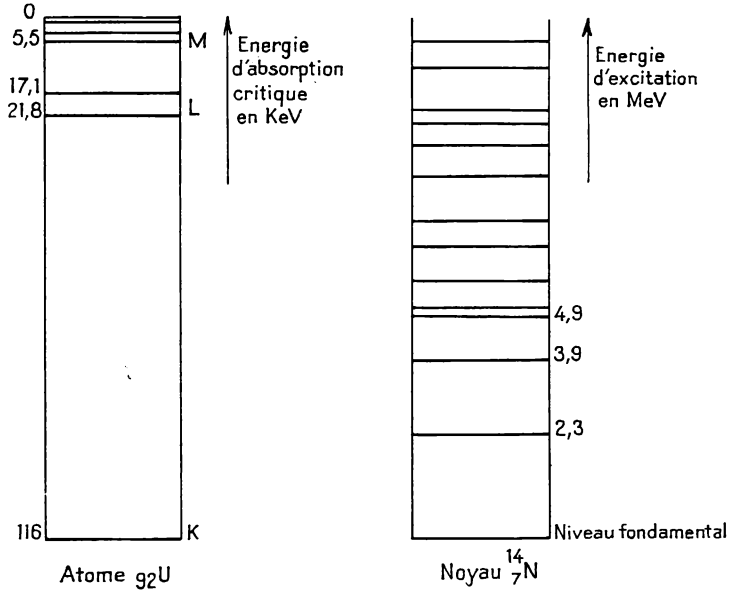


FIG. 13. — *Comparaison des niveaux d'énergie dans l'atome* ($_{92}U$) *et dans le noyau* ($^{14}_{7}N$).

Cette dernière remarque devrait exclure la possibilité d'édifier un modèle à structure en couches des nucléons, modèle à particule indépendante, et favoriser au contraire l'efficacité de modèles où la totalité ou un ensemble de nucléons interviennent : *modèle de la goutte liquide*, et *modèle collectif*.

Pourtant, si l'on considère l'énergie d'excitation des premiers niveaux des noyaux pairs-pairs (Z et A pairs) en fonction du nombre de protons ou de neutrons, on obtient un graphique (fig. 14) qui n'est pas sans analogie avec celui des potentiels d'ionisation atomiques en fonction de Z (voir fig. 10, p. 19).

Des graphiques semblables sont obtenus lorsqu'on porte à la place de l'énergie d'excitation d'autres grandeurs caractéristiques du noyau comme le moment quadrupolaire par exemple.

Ces faits révèlent donc l'existence de nombres magiques nucléaires 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, et en conséquence l'existence possible d'une structure en couches des nucléons dans le noyau.

Lorsqu'un noyau possède un nombre de nucléons disposés en

couches saturées (noyau magique) il jouit de propriétés particulières de stabilité. Le noyau ayant un nucléon supplémentaire à cette configuration peut voir ses propriétés entièrement définies par l'état de ce nucléon. Un modèle à particule indépendante est alors possible.

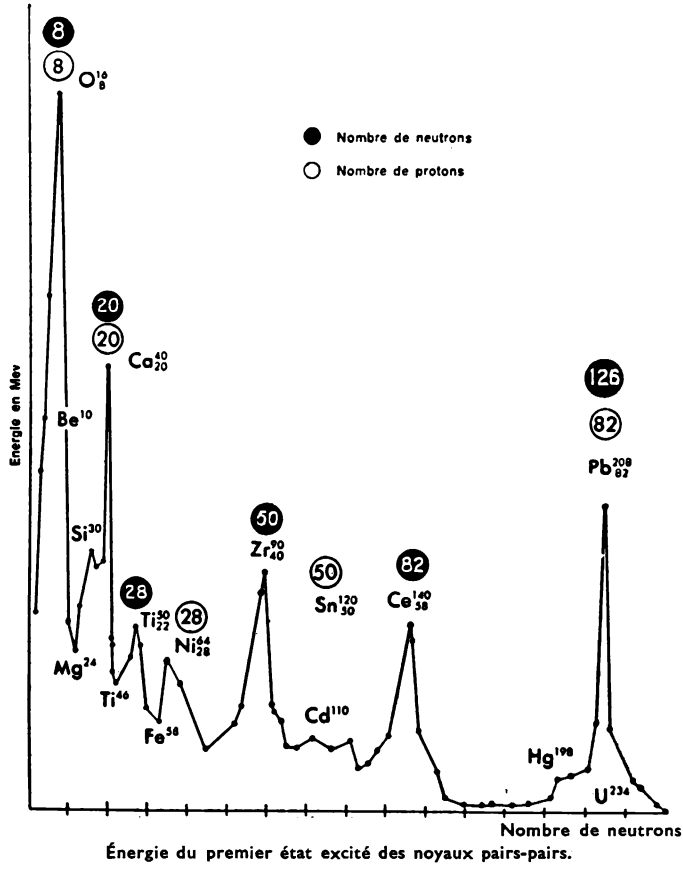

Nombre de neutrons
Nombre de protons
Énergie en Mev
Nombre de neutrons
Énergie du premier état excité des noyaux pairs-pairs.

FIG. 14. — *Nombres magiques nucléaires.*

On fait l'hypothèse que chaque nucléon est effectivement lié par un champ nucléaire traduisant l'action moyenne des autres nucléons. L'expression de ce champ, contrepartie du champ coulombien, détermine l'ordre et l'espacement des orbitales nucléaires.

Du point de vue théorique, il importe de déterminer la forme de ce champ nucléaire, qui, tout en rendant compte du diamètre du

noyau, permette de retrouver les énergies des niveaux excités et les « nombres magiques » révélés par l'expérience.

Il semble malheureusement impossible de trouver un potentiel universel permettant de décrire les propriétés et les caractéristiques de tous les noyaux.

En particulier, ce modèle d'une structure en couches explique mal les propriétés des noyaux lourds.

Dans ce domaine, le modèle de la goutte liquide semble plus efficace : protons et neutrons liés par des forces de cohésion de nature non électrique ont un comportement semblable à celui d'une masse fluide.

Toujours dans le domaine des noyaux lourds et pour des valeurs de Z et A — Z éloignées des nombres magiques, un troisième modèle est utilisé avec efficacité : le modèle collectif. Dans ce modèle, on utilise un champ moyen variable avec les déformations possibles du noyau. Dans ce champ, les nucléons ont un mouvement rapide par rapport à l'axe de déformation du noyau et un mouvement collectif lent de rotation ou de vibration.

III. — CARACTÉRISTIQUES DES ÉTATS NUCLÉAIRES

La masse M(A, Z), la charge Z et le rayon $R = 1{,}5\ A^{1/3}\ 10^{-13}$ cm, ne suffisent pas pour caractériser complètement un noyau dans un état stable. Il importe de définir d'autres grandeurs comme le *moment angulaire total*, le *moment magnétique* et le *moment électrique* — chaque noyau ayant à la fois les caractéristiques d'une toupie, d'un aimant et d'une sphère chargée non uniformément.

On peut définir pour chaque noyau, formé de charges positives en mouvement :

— une distribution de courant $\vec{j}(\vec{r})$,

— une distribution de charge $\rho(\vec{r})$.

Le MOMENT ANGULAIRE TOTAL du noyau dans un état donné est désigné $\vec{I}$ et souvent appelé improprement le spin.

Comme $\vec{j}$, le vecteur $\vec{I}$ a pour longueur $\sqrt{I(I+1)}$ et possède $2I + 1$ orientations possibles dans l'espace. Les projections de $\vec{I}$ sur OZ peuvent avoir les valeurs, $-I, -I+1, \ldots, +I$ (fig. 15).

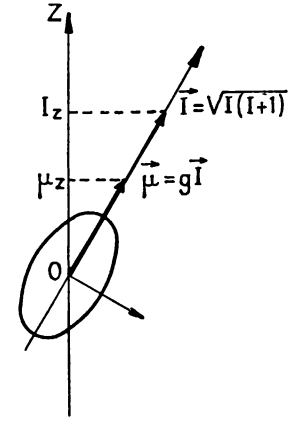


FIG. 15. — *Spin* $(\vec{I})$ *et moment magnétique* $(\vec{\mu})$ *d'un noyau.*

Le mouvement orbital des nucléons et leur spin créent à distance un champ magnétique qui peut être considéré comme résultant

d'un dipôle magnétique. Au moment angulaire total $\vec{I}$ se trouve donc associé un moment magnétique $\vec{\mu} = g\vec{I}$.

Le MOMENT QUADRUPOLAIRE ÉLECTRIQUE Q traduit la forme de la distribution des charges $\rho(\vec{r})$ dans la masse nucléaire. Pour un noyau de forme sphérique par exemple, le moment quadrupolaire Q est nul. La connaissance de Q permet d'atteindre l'ellipticité du noyau.

Les moments μ et Q interagissent avec les champs magnétiques et électriques extérieurs au noyau; cette interaction se traduisant par une énergie additionnelle ΔW. La mesure de cette énergie permet d'atteindre les grandeurs μ et Q.

Si l'état considéré est un état excité il faut ajouter d'autres caractéristiques :

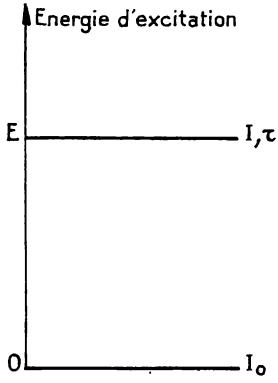


FIG. 16. — *Représentation d'un état excité d'un noyau.*

L'ÉNERGIE D'EXCITATION E que l'on mesure à partir de l'état fondamental.

LA VIE MOYENNE τ de l'état excité, liée à la probabilité de transition par unité de temps λ par la relation $\tau = \frac{1}{\lambda}$.

On représente les différents états possibles d'un noyau par un schéma sur lequel s'inscrivent les caractéristiques essentielles (fig. 16).

Un des objets de la Physique Nucléaire est de définir ces caractéristiques que nous venons de rappeler brièvement. On y parvient notamment en étudiant les rayonnements émis lors du processus de désexcitation des noyaux.

Avant d'envisager les méthodes propres à la détermination des caractéristiques nucléaires, voyons quels sont les moyens utilisés pour exciter les noyaux atomiques et les principaux processus de désexcitation.

IV. — EXCITATION DES NOYAUX

Certains noyaux sont naturellement instables, ce sont les corps radioactifs naturels, émetteurs α, β, γ.

Artificiellement, on peut créer des noyaux radioactifs (radioactivité artificielle). On bombarde un noyau stable A avec des particules X en provenance d'une source radioactive naturelle ou d'un accélérateur.

Par sa charge Z le noyau cible oppose une certaine barrière

(barrière de potentiel, cf. ch. XI, p. 231) à l'approche d'une particule chargée positivement (particule α, deuton, proton). Si la particule incidente a une énergie cinétique suffisante, elle peut s'approcher extrêmement près du noyau et même y pénétrer.

On peut donc envisager deux possibilités :

a) ***Diffusion inélastique*** (ch. X, p. 224). — La particule incidente chargée ne pénètre pas la barrière de potentiel du noyau cible (noyau lourd). Le projectile est diffusé inélastiquement, le noyau stable A est porté vers un état excité A* (excitation coulombienne)

$$\overset{X}{\rightarrow} + A \rightarrow A^* + \overset{X}{\rightarrow}$$

A* retournera vers l'état fondamental par émission γ.

b) ***Réaction nucléaire*** (ch. XI, p. 230). — La particule incidente a une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel, il y a réaction nucléaire et formation d'un noyau composé ©

$$\overset{X}{\rightarrow} + A \rightarrow © \rightarrow B^* + \overset{Y}{\rightarrow}.$$

Le noyau composé réémet une particule Y et devient ainsi un nouveau noyau, généralement excité, B*, qui évoluera vers un état stable au moyen d'une radioactivité α, β^-, β^+ ... B* est radioactif artificiellement.

EXEMPLE. — *Découverte de la radioactivité artificielle* (I. et F. Joliot-Curie).

$$^4_2\mathrm{He} + {}^{27}_{13}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{31}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^1_0n$$

$^{30}_{15}$P est radioactif β^+ :

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + e^+.$$

Les réactions nucléaires fournissent d'importantes indications sur les niveaux possibles d'excitation du noyau cible; l'analyse des produits de la réaction, l'énergie de la particule sortante Y et sa distribution angulaire par rapport à la direction du faisceau incident, permettent de contrôler certaines hypothèses sur l'organisation des nucléons à l'intérieur du noyau cible.

V. — INSTABILITÉ DES NOYAUX

a) ***Émission*** α : résulte du départ du noyau d'une particule α (noyau d'hélium $^4_2$He).

La transition se traduit par un changement de Z de 2 unités.

La particule α ayant un spin nul, la transition α entre 2 états

n'implique pas un changement de spin. Les particules α emportent toutes la même énergie $E_\alpha = E_0$ (fig. 17).

b) ***Émission*** β^- ***et*** β^+ : départ d'un rayon β (électron négatif ou positif), du noyau.

L'électron ne préexistant pas dans le noyau, on envisage la transformation

$$n \rightarrow p + \beta^- + \nu$$

ou

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu.$$

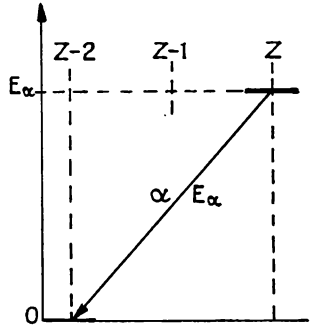


FIG. 17. — *Transition* α.

L'électron emporte le spin 1/2 — neutron et proton ont également le spin 1/2 — le neutrino impliqué dans la transition a donc lui aussi le spin 1/2.

L'expérience révèle que l'électron β n'emporte pas toujours la même énergie, mais une fraction variable de l'énergie de la transition E_0, c'est le neutrino qui emporte l'énergie restante.

$$E_0 = E_\beta + E_\nu.$$

Au cours d'une radioactivité β^-, un noyau de charge Z donne un noyau de charge Z + 1, il donnera Z — 1 en radioactivité β^+ (fig. 18 *a*, 18 *b*).

Le niveau auquel aboutit une radioactivité α ou β n'est pas forcément un niveau stable. Il arrive souvent que ce niveau soit un niveau excité du noyau final. Une radioactivité γ peut alors conduire de cet état excité vers l'état fondamental (fig. 18 *c*).

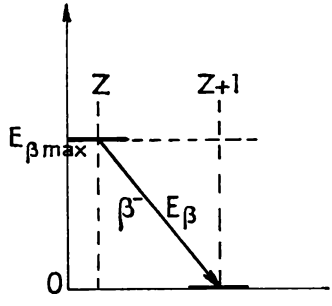


FIG. 18 *a*) *Transition* β^-.

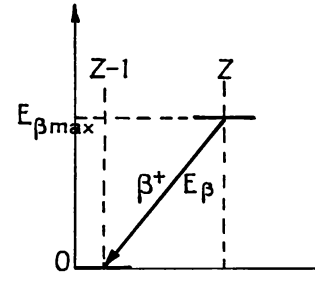


Fig. 18 *b*) *Transition* β^+.

c) ***Émission*** γ ***et conversion interne :*** La transition se produit entre 2 états d'un même noyau (fig. 19). Il n'y a pas de changement de Z, le photon emporte l'énergie d'excitation $E_\gamma = E_1 - E_0$. La vie moyenne de ces niveaux excités est très variable. Généralement

elle est de l'ordre de 10^{-13} — 10^{-17} sec. Cependant, lorsque l'énergie d'excitation est faible et la différence de spin entre les 2 états grande, la vie moyenne de l'état peut atteindre plusieurs heures et voire

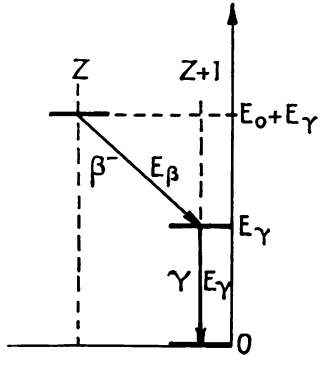


Fig. 18 *c*) *Transition* β, γ.

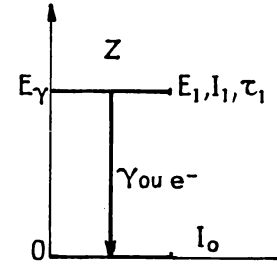


FIG. 19. — *Transition* γ.

même plusieurs années. Ces états sont dits métastables (« isomères » nucléaires).

Dans le phénomène de *conversion interne* (ch. IX, p. 212 et ch. VII, p. 186), l'énergie de la transition n'est pas émise sous forme d'un rayonnement électromagnétique, elle est transférée directement à un électron du cortège qui quitte l'atome avec une énergie

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_l$$

(E_l = énergie de liaison de l'électron dans le cortège).

Les électrons de conversion en provenance de la couche K auront tous la même énergie. On appelle coefficients de conversion K et L les rapports :

$$\alpha_K = \frac{Ne(K)}{N\gamma} \qquad \alpha_L = \frac{Ne(L)}{N\gamma}$$

ou encore :

$$\alpha'_K = \frac{Ne(K)}{Ne + N\gamma} \qquad \alpha'_L = \frac{Ne(L)}{Ne + N\gamma}.$$

La connaissance des coefficients de conversion interne renseigne sur la variation de spin ΔI entre les 2 états impliqués dans la transition (ch. IX, p. 208). Si l'on connaît le spin de l'état fondamental, on peut ainsi atteindre le spin de l'état excité.

La création de lacunes sur la couche K ou sur la couche L a pour conséquence une réorganisation du cortège avec émission de rayonnements X caractéristiques de l'atome émetteur γ.

d) ***Radioactivité par capture électronique :*** dans ce mode de désintégration, un électron du cortège est absorbé par le noyau. Cet électron est un électron K (capture K) ou un électron L (capture L). Un proton se transforme en neutron, le noyau passe de Z à Z — 1, comme dans l'émission β^+.

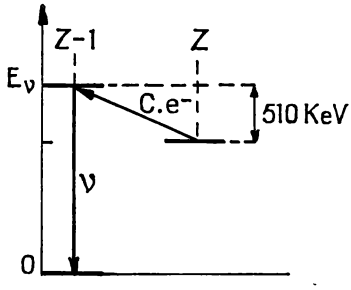


FIG. 20. — *Transition par capture électronique.*

L'électron capturé apporte au noyau une énergie supplémentaire de l'ordre de la masse propre de l'électron. La transition à l'état fondamental se faisant par l'émission d'un neutrino ν (fig. 20).

La capture se produit seule lorsque l'énergie d'excitation disponible est insuffisante pour créer un électron positif (β^+). L'émission β^+ est toujours accompagnée du processus de capture mais la probabilité d'émission β^+ est plus grande que la probabilité de capture.

VI. — QUELQUES EXEMPLES DE NOYAUX RADIOACTIFS NATURELS

a) RADIOACTIVITÉ α : $^{210}_{84}$Po (fig. 21)

b) RADIOACTIVITÉ β^- : $^{210}_{83}$Bi (RaE) (fig. 22)

$^{210}_{82}$Pb (RaD) (fig. 23)

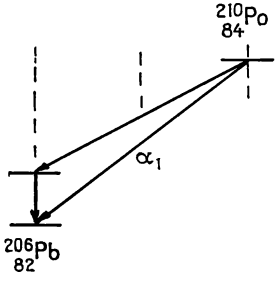


FIG. 21.

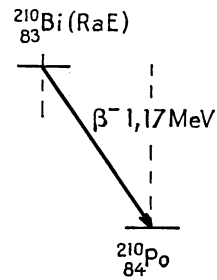


FIG. 22.

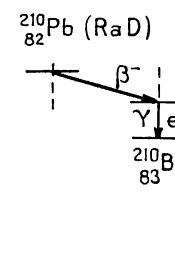


FIG. 23.

QUELQUES EXEMPLES DE NOYAUX RADIOACTIFS NATURELS (schémas de désintégration).

VII. — QUELQUES EXEMPLES DE NOYAUX RADIOACTIFS ARTIFICIELS

a) RADIOACTIVITÉ β^- : $^{32}_{15}P$ (Fig 24)
$^{86}_{37}Rb$ (Fig 25) $^{60}_{27}Co$ (Fig 26)

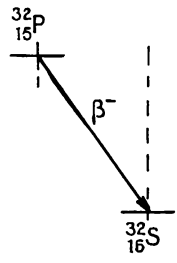


FIG. 24.

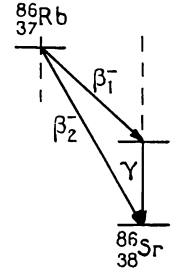


FIG. 25.

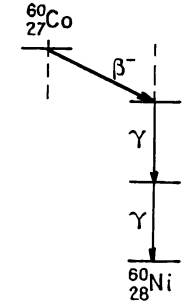


FIG. 26.

QUELQUES EXEMPLES DE NOYAUX RADIOACTIFS ARTIFICIELS (émetteurs β^-).

b) RADIOACTIVITÉ β^+ : $^{22}_{11}Na$ (Fig 27)

c) RADIOACTIVITÉ γ AVEC CONVERSION INTERNE DU RAYONNEMENT γ :
$^{123}_{25}Te^m$ (Fig 30), $^{179}_{72}Hf^m$ (Fig 31)

d) RADIOACTIVITÉ PAR CAPTURE ÉLECTRONIQUE :
$^{55}_{26}Fe$ (Fig 28), $^{65}_{30}Zn$ (Fig 29)

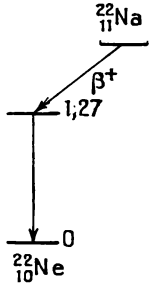


FIG. 27.

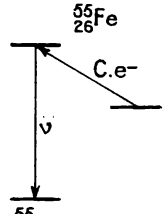


FIG. 28.

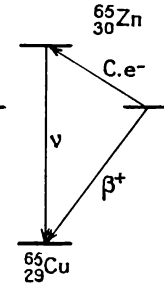


FIG. 29.

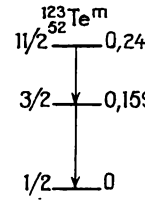


FIG. 30.

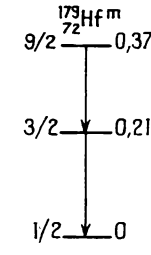


FIG. 31.

QUELQUES EXEMPLES DE NOYAUX RADIOACTIFS ARTIFICIELS
(émetteurs β^+, capture électroniques transitions isomériques).

L'analyse des spectres nucléaires obtenus lors de l'étude des désintégrations des noyaux excités, permet souvent de distinguer

parmi différents modes possibles d'excitation et contribue ainsi à la connaissance de la structure nucléaire.

Les rayonnements engendrés par les générateurs de particules, de même que ceux émis par les noyaux radioactifs, donnent naissance dans le système de détection à des phénomènes secondaires lesquels sont utilisés pour signaler et caractériser le rayonnement primaire.

Ces phénomènes secondaires résultent de l'interaction des différents rayonnements avec la matière. Il nous a semblé utile de rappeler ici les traits essentiels de cette interaction.

III. — INTERACTION DES DIVERS RAYONNEMENTS AVEC LA MATIÈRE

Dans tous ces problèmes de perte d'énergie des particules traversant la matière, nous devons envisager deux types de centre de diffusion, noyaux et électrons atomiques, chacun agissant individuellement sur la particule incidente. Pour traiter un problème de diffusion on peut alors remplacer la particule incidente par une onde et l'atome de la matière absorbante par une région où l'indice de réfraction varie. Si le paramètre de collision est beaucoup plus petit que la distance entre 2 centres de diffusion dans l'atome, la diffusion peut alors être attribuée à un seul centre.

Les différents mécanismes par lesquels une particule chargée perd son énergie cinétique ou est déviée de sa trajectoire initiale peuvent se grouper en 2 classes selon qu'il y a ou non conservation de l'énergie cinétique au cours du choc :

Collision élastique : La particule est élastiquement déviée, il n'y a pas émission de radiation et la perte d'énergie cinétique de la particule est définie par la conservation de la quantité de mouvement.

Collision inélastique : L'énergie cinétique n'est pas conservée :

— avec les électrons une fraction de l'énergie cinétique incidente est utilisée pour assurer la transition de l'électron vers un état excité (excitation), ou pour l'arracher à l'atome (ionisation).

— avec les noyaux il y a interaction entre les champs électrostatiques de la particule et du noyau; la particule est déviée et perd de l'énergie cinétique soit par émission d'une radiation électromagnétique (rayonnement de freinage) soit par excitation du noyau (excitation coulombienne).

Dans ce paragraphe nous ne ferons que rappeler l'essentiel sur les différents types d'interactions.

Revoyons d'abord la définition de la section efficace d'un phé-

nomène, puisque c'est cette grandeur qui permet de calculer son importance.

On appelle section efficace σ d'un processus sur un « centre » qui peut être soit un électron, soit un noyau, le rapport du nombre d'évènements du type considéré qui se produisent par unité de temps et par « centre », au nombre de particules incidentes tombant sur la cible par unité de temps et par unité de surface.

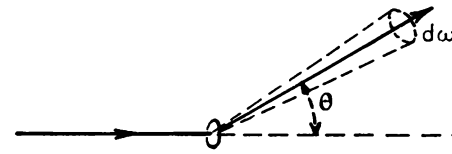


FIG. 32. — *Section efficace différentielle* $d\sigma/d\omega$.

Plus simplement :

La section efficace est le nombre d'événements se produisant par unité de temps et par « centre » pour un flux unité.

Dans le cas où le processus est une diffusion, on mesure le nombre de particules diffusées dans une direction déterminée à l'intérieur d'un élément d'angle solide $d\omega$ (fig. 32). On introduit alors la section efficace différentielle $d\sigma/d\omega$.

On exprime les sections efficaces en barns :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

I. — RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE

L'interaction avec les électrons atomiques est la plus importante. Les photons peuvent cependant pénétrer dans les noyaux, les exciter ou produire des réactions photonucléaires ou de la photofission. L'absorption du rayonnement électromagnétique dans la matière s'effectue principalement par trois procédés.

a) ***Effet photoélectrique :*** section efficace σ_{ph}.

Le photon cède la totalité de son énergie E_γ à un électron atomique

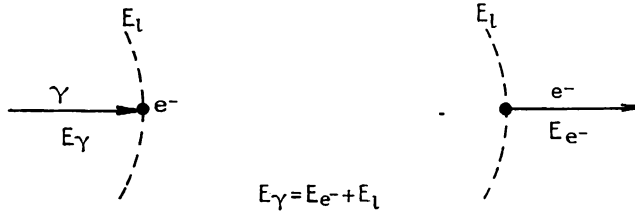


FIG. 33. — *Effet photoélectrique.*

dont l'énergie de liaison est E_l (énergie d'absorption critique). Ce photoélectron emporte alors l'énergie $E_{e^-} = E_\gamma - E_l$ (fig. 33).

Dans ce processus, la quantité de mouvement ne peut être conservée qu'avec l'intervention du noyau atomique. La probabilité d'effet photoélectrique est d'autant plus grande que l'électron est plus près

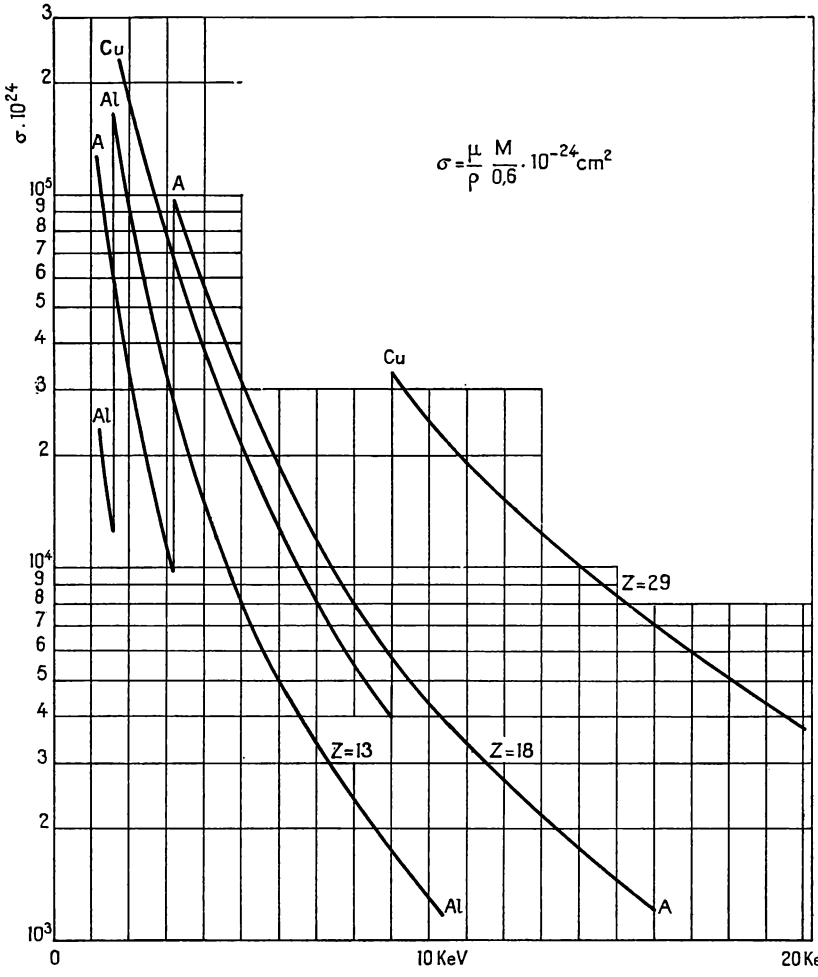


FIG. 34. — *Section efficace de l'effet photoélectrique pour* Al, A *et* Cu.

du noyau, c'est-à-dire, plus lié à l'atome. En conséquence, pour un atome de charge Z, σ_{ph} est plus grand pour les électrons K que pour les électrons L. La section efficace σ_{ph} d'autre part augmentera avec Z (fig. 34). Elle diminue quand l'énergie du photon incident augmente.

Lorsque l'énergie du photon incident E_γ devient inférieure à E_K, l'électron K ne peut plus être extrait de l'atome; l'effet photoélectrique se produira alors sur un électron L, mais la section efficace sera plus faible. Il y a donc discontinuité de $\sigma_{p'}$ au voisinage des énergies critiques d'absorption E_K, E_L ... (fig. 34). Ce fait est parfois utilisé pour fixer, avec précision, l'énergie d'un rayonnement X par une simple expérience d'absorption.

Conséquences de l'effet photoélectrique. — La réorganisation du cortège atomique est une conséquence de l'effet photoélectrique. L'atome ionisé sur sa couche K perd son énergie d'excitation, soit par l'émission de photons X, soit par émission d'électrons des couches externes (électrons Auger).

Le trou produit sur la couche K est rempli par un électron de la couche L, par exemple,

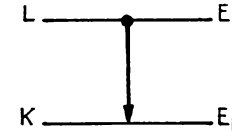


Fig. 35. — *Transition* $E_K - E_L$.

et l'énergie de la transition $(E_K - E_L)$ est émise :

— soit sous forme de rayonnement X caractéristique de l'élément $E_X = E_K - E_L$,

— soit sous forme d'électron d'une autre couche (électron Auger), lequel ayant l'énergie de liaison E_l emporte l'énergie :

$$E_{Aug} = E_K - E_L - E_l.$$

E_l est très petit devant E_K et E_L. (Voir l'exemple donné ch. IV, p. 136).

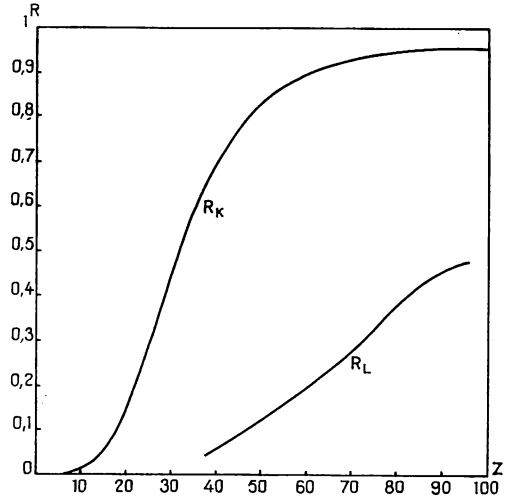


Fig. 36. — *Rendement de fluorescence.*

On appelle rendement de fluorescence R la probabilité d'émission de rayons X lors d'une ionisation de l'atome.

Ainsi, pour la couche K : $R_K = \dfrac{\text{Nombre de } X_K \text{ émis}}{\text{Nombre total d'ionisations K}}$

Le rendement de fluorescence augmente avec Z (fig. 36) il est plus important pour la couche K que pour la couche L.

b) ***Effet Compton :*** section efficace σ_c.

Ce processus peut être traité comme une collision entre le photon d'énergie E_γ et un électron libre ($E_l = 0$). Ce dernier (électron Compton) n'emporte qu'une fraction de l'énergie du photon incident qui est ainsi diffusé avec l'énergie E'_γ (fig. 37).

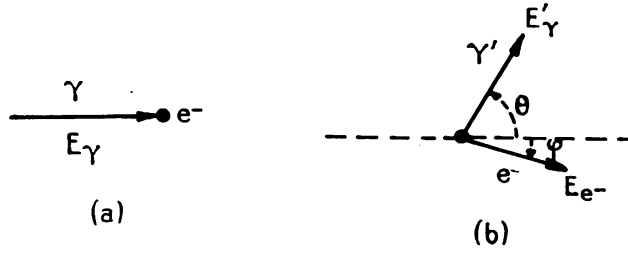


FIG. 37. — *Effet Compton.*

Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie conduisent à la relation :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}.$$

L'énergie maxima de l'électron compton étant pour $\varphi = 0$

$$E_{e^-}\,(\max) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0c^2}{2E_\gamma}}$$

soit en MeV $\quad E_{e^-}\,(\max) = \frac{4E_\gamma^2}{1 + 4E_\gamma}.$

EXEMPLES : $E_\gamma = 1$ MeV $\qquad E_{e^-}\,(\max) = \frac{4}{1+4} = 0{,}8$ MeV

$E_\gamma = 0{,}5$ MeV $\qquad E_{e^-}\,(\max) = \frac{1}{1+2} = 0{,}333$ MeV

(voir les spectres γ ch. IV, p. 151).

La section efficace d'un électron pour l'effet Compton σ_e dépend de l'angle θ de diffusion; elle peut être calculée par la formule de Klein-Nishina. Il faut intégrer pour toutes les valeurs de θ afin d'avoir la section efficace totale. La section efficace par atome est alors : $\sigma_c = Z\sigma_e$.

Comme σ_{ph}, σ_c diminue quand l'énergie du photon incident augmente, mais cette décroissance est plus lente (fig. 40 *a*, p. 39) $\sigma_c = \sigma_a + \sigma_d$ (absorption e^- + diffusion γ').

Le tableau ci-dessous donne les conditions pour lesquelles $\sigma_a = \sigma_{ph}$:

TABLEAU II

Absorbant	Z	$E\gamma$
Aluminium	13	95 KeV
Cuivre	29	150 KeV
Plomb	82	800 KeV

c) ***Production de paire :*** section efficace σ_p.

Si l'énergie du rayonnement γ est suffisante, $E_\gamma > 2\ m_0c^2$ le photon incident disparaît en donnant naissance à une paire d'électrons e^+ — e^-. La conservation de l'énergie se traduit ici par la relation :

$$E_\gamma = 2m_0c^2 + E_{e-} + E_{e+}.$$

La conservation de la quantité de mouvement impose la présence dans le voisinage du lieu de création, d'un noyau atomique ou d'une autre particule capable de reculer.

σ_p est proportionnel à Z^2 et, contrairement à σ_{ph} et σ_c, augmente rapidement avec E_γ (fig. 40 *a*).

Conséquence de la création de paire. — L'électron positif après avoir perdu son énergie cinétique E_{e+} s'annihile avec un électron négatif (fig. 38 *a*). Au cours de cette annihilation 2 photons de 511 KeV sont émis dans des directions opposées conformément aux lois de conservation (fig. 38 *b*).

(Voir expérience : « Corrélation angulaire des quanta d'annihilation » ch. IX, p. 220).

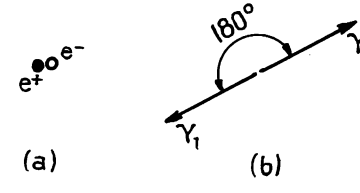


Fig. 38. — *Conséquence de la création de paire : annihilation de l'électron positif.*

d) ***Section efficace totale d'absorption du rayonnement électromagnétique***

$$\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p.$$

La diminution d'intensité dI d'un faisceau d'intensité I traversant une épaisseur dx d'un écran absorbant est :

$$-dI = I\mathfrak{N}\sigma\, dx \quad \text{(fig. 39)}.$$

où $\mathfrak{N}$ est le nombre d'atome/cm^3 de la matière absorbante.

$\mathfrak{Sb}\sigma = \mu$ coefficient d'absorption

$$\frac{dI}{I} = -\mu\, dx$$

$$I = I_0\, e^{-\mu x}.$$

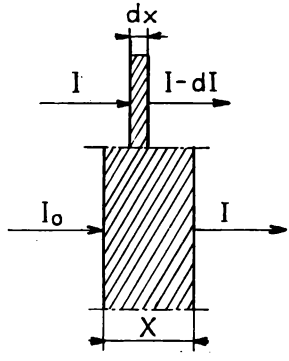


FIG. 39. — *Passage du rayonnement γ à travers un écran d'épaisseur X.*

Si on désigne ρ la masse spécifique de la matière absorbante : $\rho = \frac{m}{sx}$ (m étant la masse d'un écran de surface s et d'épaisseur x).

On peut écrire :

$$\boxed{I = I_0\, e^{-\mu/\rho \cdot m/s}}$$

μ/ρ coefficient d'absorption massique (cm^2/g)

m/s masse superficielle de l'écran (g/cm^2)

des tables et des courbes donnent la valeur de μ/ρ; ce coefficient est en effet fonction continue de l'énergie E_γ et subit des discontinuités pour les différents niveaux K, L, M... de l'atome absorbant.

e) ***Absorption moitié :*** $I_0/I = e^{\mu/\rho \cdot m/s}$
si $I/I_0 = 1/2$ pour un écran de masse superficielle $(m/s)_{1/2}$

$$\text{Log } 2 = \mu/\rho \,.\, (m/s)_{1/2}$$
$$0{,}693 = \mu/\rho \,.\, (m/s)_{1/2}.$$

La courbe de la figure 41 donne la valeur de $(m/s)_{1/2}$ dans le plomb en fonction de E_γ.

CALCUL DE μ/ρ : Une expérience d'absorption donne la valeur $(m/s)_{1/2}$. Voir « absorption γ ». La connaissance de cette grandeur permet d'atteindre le μ/ρ :

$$\mu/\rho = \frac{0{,}693}{(m/s)_{1/2}}.$$

CALCUL DE E_γ : Connaissant le μ/ρ et le Z de la matière absorbante, les courbes μ/ρ en fonction de E_γ (fig. 172, p. 194) permettent d'atteindre l'énergie du rayonnement électromagnétique étudié.

CALCUL DE $(m/s)_{9/10}$: On peut avoir à calculer l'épaisseur d'un écran afin qu'il coupe les 9/10, par exemple, d'un faisceau de photons

d'énergie E_γ et dont le coefficient μ/ρ est connu.

$$I_0/I = 10/1$$
$$\text{Log } 10 = \mu/\rho \,.\, (m/s)_{9/10}$$
$$(m/s)_{9/10} = \frac{2{,}302}{\mu/\rho}$$

par exemple pour les rayons γ du radiocobalt μ/ρ moyen est égal

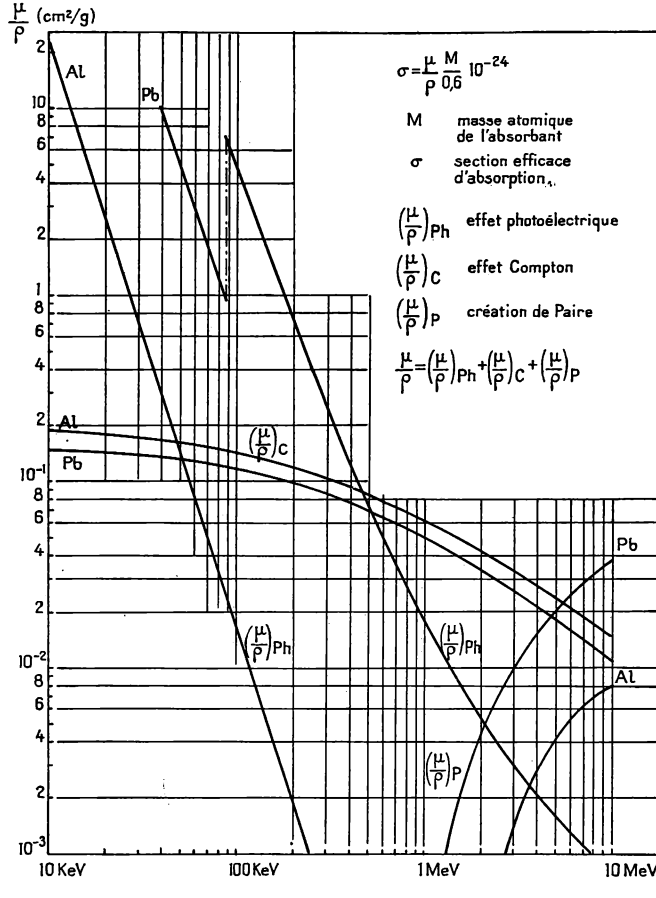


FIG. 40 *a.* — *Coefficient d'absorption massique* μ/ρ *pour* Al *et* Pb. *Importance relative des effets photoélectrique, Compton, et création de paire.*

à 5.10^{-2} cm²/g dans le plomb et l'épaisseur pour réduire au 1/10 est de 46,5 g/cm².

CALCUL DU RAPPORT I_0/I : Pour un écran d'épaisseur (m/s) et

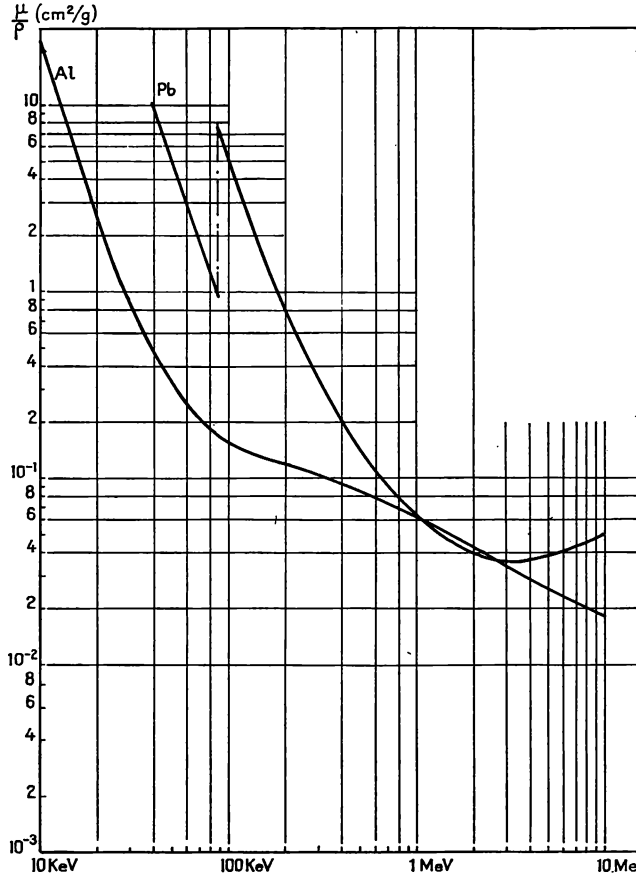


FIG. 40 *b.* — *Coefficient d'absorption massique total:* $\frac{\mu}{\rho} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{ph} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_c + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_p$.

un rayonnement d'énergie E_γ dont on connaît le μ/ρ pour la matière absorbante envisagée :

$$I_0/I = e^{\mu/\rho \cdot m/s}.$$

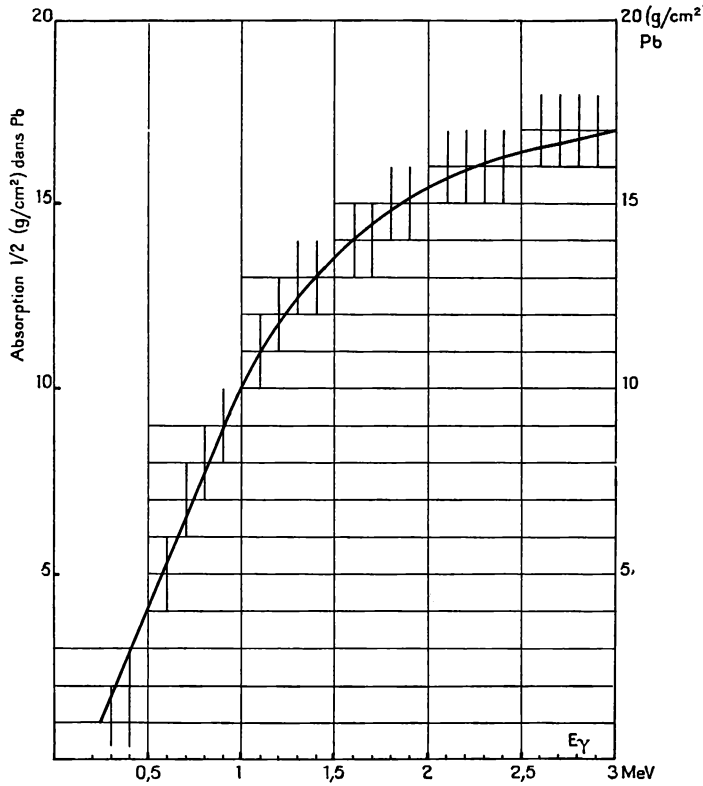


FIG. 41. — *Absorption moitié dans le plomb.*

TABLEAU III

MASSE SPÉCIFIQUE DE QUELQUES ÉLÉMENTS.

Al	2,58	Ag	10,50
Fe.....	7,86	Pb	11,35
Cu	8,94	Au	19,3

TABLEAU IV

Eγ		10 KeV	100 KeV	500 KeV	1 MeV	5 MeV
C	σ_{ph}	48	0,03	ε	0	0
	σ_c	4	3	1,8	1,2	0,5
	σ_p	0	0	0	0	2
Al	σ_{ph}	1 100	0,7	0,01	0	0
	σ_c	8	5	2,8	1,4	0,8
	σ_p	0	0	0	0	0,14
Cu	σ_{ph}	25 000	30	0,25	0,05	ε
	σ_c	20	12	7	5	2,5
	σ_p	0	0	0	0	0,8
Pb	σ_{ph}	45 000	800	25	6	0,5
	σ_c	56	45	25	19	7,5
	σ_p	0	0	0	0	7

II. — INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE

Il y a interaction entre le champ électrostatique de la particule incidente et celui du « centre » de diffusion.

Ce centre est soit un noyau, soit un électron. C'est l'interaction avec les électrons qui est la principale cause de la perte d'énergie cinétique de la particule chargée; cependant si $E > Mc^2$ il y a lieu de tenir compte de l'interaction avec les noyaux, laquelle se traduit par l'émission par la particule d'un rayonnement électromagnétique dit « rayonnement de freinage ».

a) ***Passage des particules α à travers la matière.*** — La particule α, 8 000 fois plus lourde que l'électron, n'est déviée que lors d'une interaction avec un noyau atomique. La trajectoire d'une particule α, visible dans la chambre de Wilson ou une plaque nucléaire est donc sensiblement rectiligne (fig. 54, p. 55*). Le nombre de collisions nécessaires pour absorber une particule α de quelques MeV est de l'ordre de 10^5.

La perte d'énergie cinétique par unité de parcours est donnée par l'expression :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} \mathfrak{N} Z \operatorname{Log} \frac{2mv^2}{I}.$$

Le milieu absorbant est caractérisé par :

$\mathcal{N}$ nombre d'atomes par cm³,
Z nombre de charge,
e charge de l'électron,
I potentiel d'ionisation,
m masse de l'électron.

La particule ionisante a la charge ze et une vitesse v. On remarquera que la masse de la particule ionisante n'intervient pas dans le calcul de $-dE/dx$. Pourtant cette formule doit être corrigée dans le cas des électrons à cause de l'égalité des masses qui fait que les échanges d'énergie peuvent être dans ce cas considérables.

dE/dx est souvent désigné « pouvoir d'arrêt » du milieu absorbant. Il existe une relation entre ce « pouvoir d'arrêt » et le « parcours moyen » $\overline{R}$ de la particule :

$$\overline{R} = \int_0^{\overline{R}} dx = \int_0^{E_0} (-dE/dx)^{-1}\, dE.$$

Le potentiel moyen d'ionisation I est pour l'air de l'ordre de 87 eV, on prend alors Z = 7,22.

Pour la valeur de I on peut utiliser la formule pratique : I = KZ avec K = 11,5 eV.

Le tableau suivant donne quelques valeurs de I(eV) pour les métaux.

$I_{Al} = 150$ $\quad I_{Ag} = 430$
$I_{Cu} = 280$ $\quad I_{Pb} = 750.$

La particule α le long de sa trajectoire perd son énergie cinétique soit en excitant les atomes et molécules du milieu absorbant et ce mode d'interaction ne produit pas de charges électriques mesurables; soit en ionisant les atomes c'est-à-dire en leur arrachant un électron, processus qui entraîne la formation d'une paire d'ions. Par la mesure du courant d'ionisation (ch. 1, p. 57) on peut connaître le nombre de paires d'ions créées le long de la trajectoire de la particule α et par suite la perte d'énergie moyenne par ionisation ε.

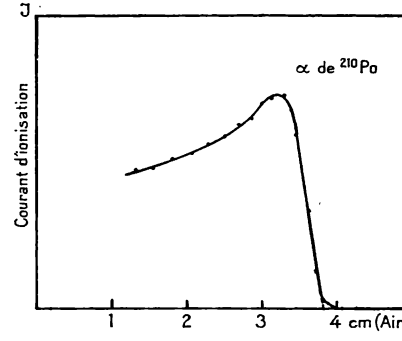


FIG. 42. — *Courbe de Bragg.*

Le nombre de paires d'ions produits par unité de parcours de la trajectoire est :

$$n = -dE/dx \cdot 1/\varepsilon.$$

Si on porte n ou l'intensité du courant d'ionisation (ionisation spécifique J) en fonction de la distance x, on obtient une « courbe de Bragg » (ch. I, p. 67) et figure 42.

Une particule α de 1 MeV crée environ 60 000 paires d'ions par centimètre et parcourt dans l'air 0,5 cm.

Les particules α de ^{210}Po ont une énergie $E_\alpha = 5{,}3$ MeV, parcourent dans l'air 3,8 cm et créent 150 000 à 170 000 paires d'ions.

REMARQUE. — La perte d'énergie moyenne par ionisation ε est pour l'air 35 eV; en fait 15 eV suffisent pour ioniser un atome d'azote ou d'oxygène. La différence, une vingtaine d'électrons-volts est dépensée sous forme d'excitation.

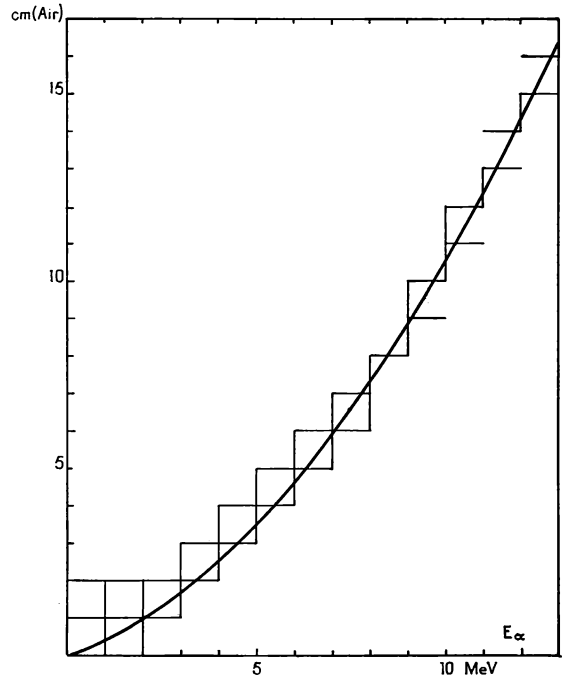


FIG. 43. — *Parcours des particules α dans l'air.*

b) ***Passage des électrons à travers la matière.*** — La perte d'énergie d'un électron traversant la matière s'effectue par ionisation et excitation des atomes aux basses énergies et par émission de radiations électromagnétiques aux énergies élevées.

PERTE D'ÉNERGIE PAR COLLISIONS INÉLASTIQUES. — La théorie est analogue à celle établie pour les particules lourdes. Il faut cependant tenir compte du fait que la masse réduite d'un système à 2

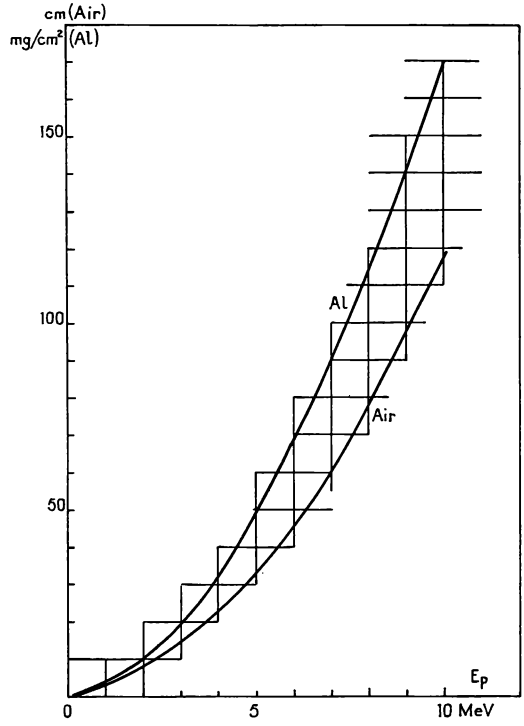


FIG. 44. — *Parcours des protons dans l'air et dans l'aluminium.*

électrons est 1/2 m tandis que la masse réduite d'un système particule lourde-électron est de l'ordre de la masse de l'électron m.

L'expression classique de $-dE/dx$ qui, comparée à l'expérience donne d'assez bons résultats, est :

$$-dE/dx = \frac{2\pi e^4}{E} \mathfrak{N} Z \, [\mathrm{Log}\,(E/I) + 1/2]$$

dans cette formule non relativiste $mv^2 = pv = 2E$ (Cf. p. 48) dans le cas où $v \simeq c$ il faut prendre :

$$-dE/dx = \frac{2\pi e^4}{mc^2} \mathfrak{N} Z \, \mathrm{Log}\,(E^3/2I^2\, mc^2).$$

RADIATION DE FREINAGE. — Pour des électrons de haute énergie, la perte d'énergie par ionisation peut être négligée devant la perte

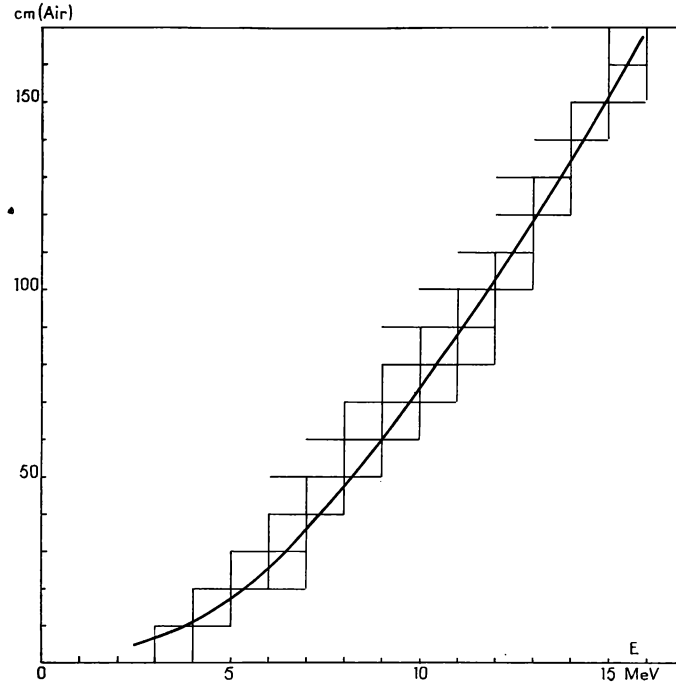


FIG. 45. — *Parcours des deutons dans l'air.*

d'énergie par émission de radiation électromagnétique (Bremsstrahlung).

Les courbes de la figure 47 montrent la contribution du dE/dx (collision) et du dE/dx (radiation). L'énergie critique à partir de laquelle le rayonnement de freinage devient plus important s'élève lorsque le Z de la matière absorbante diminue.

Voici quelques valeurs de cette énergie critique E_c en MeV.

He	220	Al	47
C	103	Cu	22
Air	83	Pb	7

DIFFUSION ÉLASTIQUE DES ÉLECTRONS.

a) par un noyau. — L'expression de la section efficace différentielle

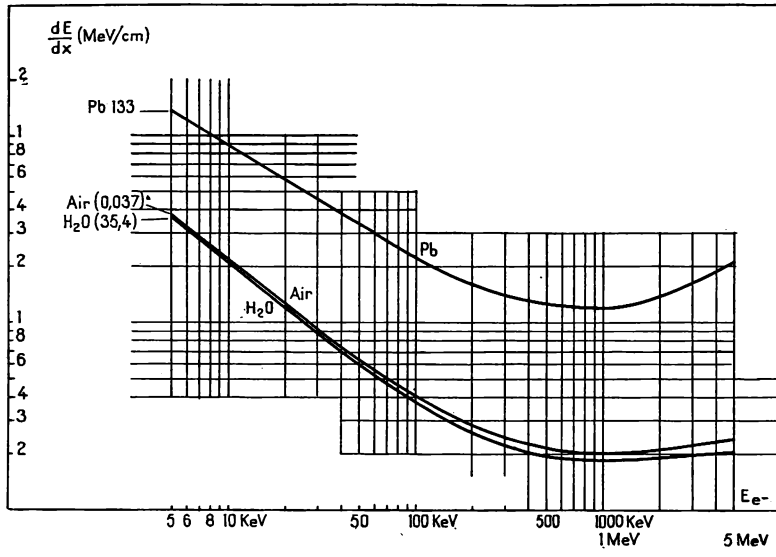


FIG. 46. — *dE/dx pour les électrons dans l'eau, l'air et le plomb.*

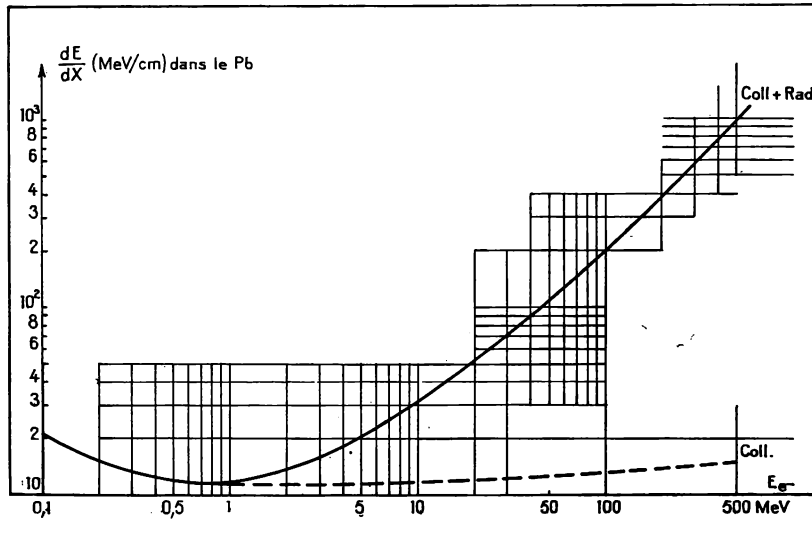


FIG. 47. — *dE/dx collision — dE/dx radiation.*

pour une déviation de l'électron d'un angle compris dans l'intervalle θ et $\theta + d\theta$ s'écrit :

$$d\sigma = \frac{Z^2 e^4}{4p^2v^2 \sin^4 \theta/2} d\omega$$

ou encore :

$$d\sigma = \frac{Z^2}{4}\left(\frac{e}{m_0c^2}\right)^2\left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\right)\frac{1}{\sin^4 \theta/2} d\omega \text{ cm}^2/\text{noyau} \qquad (1)$$

en tenant compte des relations suivantes :

$$m = m_0(1-\beta^2)^{-1/2} \qquad \beta = v/c$$

$$d\omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta = 4\pi \sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2} d\theta.$$

Partant de la théorie relativiste de Dirac, Mott a donné une autre expression de la section efficace différentielle mais pour de petites valeurs de θ l'expression classique de $d\sigma$ est suffisante.

b) *par l'atome.* — Plus probable que les diffusions $e^- - e^-$ sont les diffusions des électrons par les atomes. Par suite de sa faible masse, l'électron peut être dévié à travers de grands angles par le champ électrique d'un atome sans passer pour cela dans le voisinage immédiat du noyau. Les électrons orbitaux dans ce cas protègent partiellement la charge nucléaire Ze. Cette protection peut être introduite dans l'expression de la section efficace différentielle par l'intermédiaire d'un facteur F (K).

$$d\sigma = \frac{e^4}{4p^2v^2}\frac{[Z - F(K)]^2}{\sin^4 \theta/2} d\omega. \qquad (2)$$

REMARQUE. — Dans les expressions de $d\sigma$ on peut remplacer le produit pv par 2E. Si $v \ll c$ et par E pour $v \simeq c$, E étant l'énergie cinétique de la particule incidente.

En effet si nous introduisons le paramètre $\gamma = \frac{1}{1-\beta^2}$

$$\left.\begin{aligned} E &= mc^2(\gamma - 1) \\ p &= mc(\gamma^2 - 1)^{1/2} \\ v &= c/\gamma\,(\gamma^2 - 1)^{1/2} \end{aligned}\right\} pv = \frac{mc^2}{\gamma}(\gamma^2 - 1) = \frac{mc^2}{\gamma}(\gamma + 1)(\gamma - 1)$$

Dans ces conditions le produit pv s'exprime en fonction de l'énergie cinétique E :

$$pv = E\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma}\right)$$

si $v \ll c$ β est petit $\gamma \simeq 1$ et $pv = 2E$
si $v \simeq c$ $\beta \simeq 1$ γ est alors grand devant 1 et $pv = E$.

c) *par un électron.* — On envisagera le cas d'un électron libre. L'électron primaire étant diffusé suivant une direction faisant un

angle θ avec la direction incidente, l'électron libre recule suivant une direction définie par $\pi/2 - \theta$ ceci à cause de l'égalité des masses. Nous reviendrons plus loin sur l'énergie emportée par cet électron secondaire car ce problème est important du fait que les 2 électrons ne peuvent être distingués.

La section efficace classique s'écrit :

$$d\sigma = \left(\frac{e^2}{mv^2}\right)^2 \left(\frac{1}{\sin^4\theta} + \frac{1}{\cos^4\theta}\right) 4\cos\theta\, d\omega \text{ cm}^2/\text{électron} \quad (3)$$

Dans la matière diffusante pour un noyau on a Z électrons. Si l'on compare les 2 sections efficaces (1) et (3), on remarque que la diffusion par les électrons atomiques est de l'ordre de 1/Z fois la grandeur de la diffusion nucléaire.

d) *Diffusion par une feuille mince.* — Les expressions précédentes

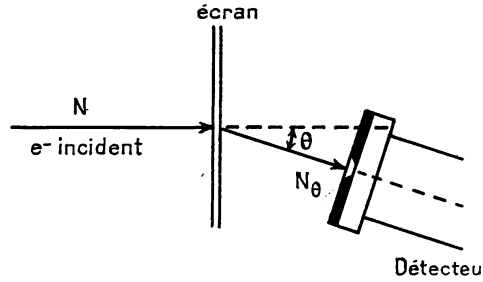


FIG. 48. — *Passage des électrons à travers une feuille mince.*

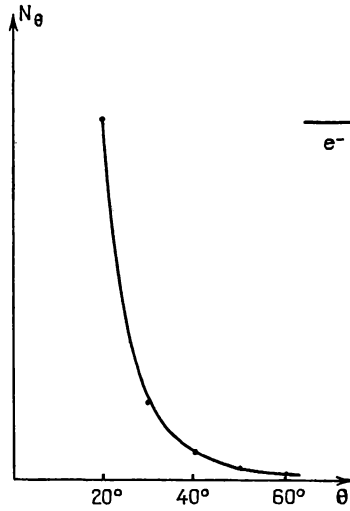


FIG. 49. — *Diffusion des électrons par les feuilles minces.*

sont établies pour un centre diffuseur.

Dans une feuille d'épaisseur l (cm) d'une matière ayant $\mathcal{N}$ centres diffuseurs par centimètre cube on peut calculer le rapport N_θ/N des électrons diffusés dans l'angle solide Ω du détecteur suivant la direction θ, au nombre d'électrons incidents (fig. 48 et 49).

$$N_\theta/N = \mathcal{N} l \int_\Omega d\sigma$$

1°) *Diffusion simple.* — L'électron a une probabilité très faible de subir plus d'une diffusion.

Pour des électrons — dont l'énergie est 260 KeV — subissant une

déviation $\theta \geqslant 22°$, voici quelques épaisseurs d'écrans satisfaisant aux conditions de la diffusion simple.

Al	675 μg/cm²	soit	2,5	10^{-4} cm
Cu	315 —		0,35	—
Ag	200 —		0,19	—
Au	83 —		0,076	—

Pour un Z donné, l'intensité de la diffusion simple est proportionnelle à l'épaisseur de la feuille. Cette intensité augmente par ailleurs avec Z.

2°) *Diffusion multiple.* — L'électron subit alors en traversant la feuille de matière diffusante un grand nombre de diffusions. On peut

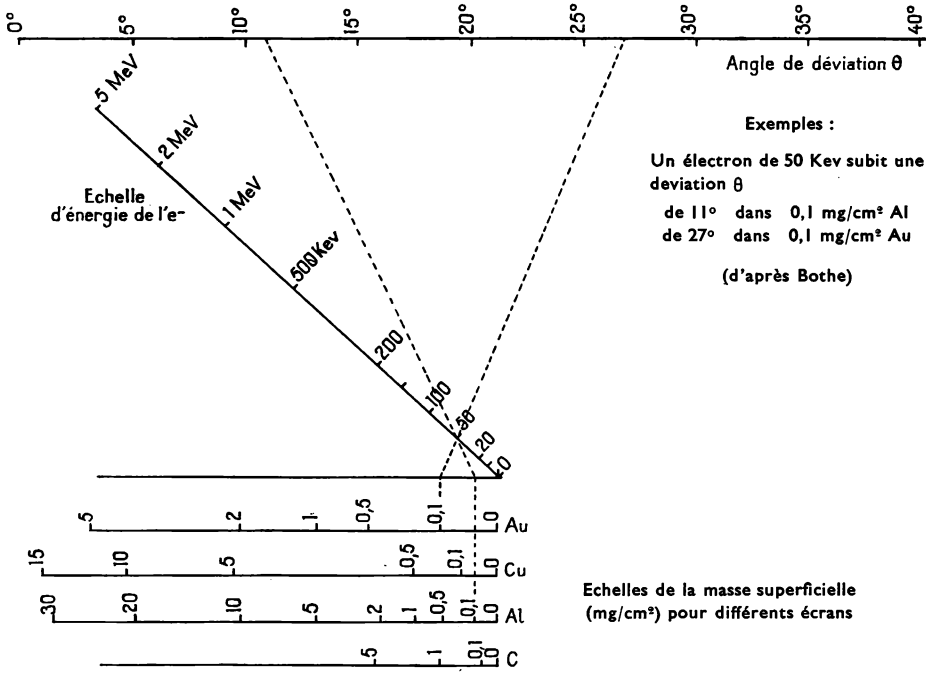


FIG. 50. — *Diagramme de Zünti.*

alors appliquer les méthodes statistiques pour calculer la déviation moyenne $< \theta >$. La diffusion multiple est visible sur les clichés de chambre de Wilson. L'influence de Z est plus grande pour la diffusion multiple que pour la diffusion simple. Elle augmente d'autre part quand l'énergie de l'électron incident diminue.

Entre la diffusion simple et la diffusion multiple, il existe une zone intermédiaire dont la théorie est très compliquée.

e) *Électrons secondaires.* — Dans une diffusion $e^- — e^-$ ou ce qui est plus fréquent $\beta^- — e^-$, un rayon β d'énergie cinétique E projette un électron considéré au repos dans la matière. Cette matière pouvant être celle de la source radioactive elle-même ou celle de son support, le problème de la création d'électrons secondaires est important puisqu'il peut causer, outre des erreurs dans des mesures d'intensité, la déformation de la partie de faible énergie d'un spectre β (ch. VII).

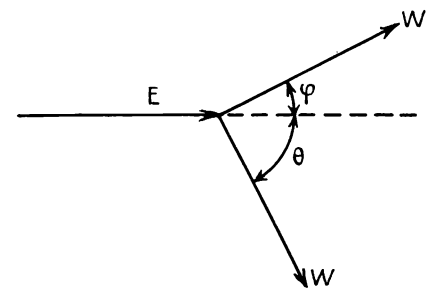


FIG. 51. — *Production d'électron secondaire.*

Nous avons donné la distribution angulaire des électrons diffusés (3), cette distribution peut être transformée pour obtenir la distribution en énergie. E étant l'énergie cinétique de l'électron incident, W et W′ les énergies des électrons diffusés et projetés suivant les directions θ et φ, la section efficace pour trouver un électron diffusé avec une énergie dans la bande W, W + dW s'exprime, pour des électrons non relativistes :

$$d\sigma\,(\mathrm{E},\mathrm{W}) = \frac{\pi e^4}{\mathrm{E}}\left[\frac{1}{\mathrm{W}^2} + \frac{1}{(\mathrm{E}-\mathrm{W})^2} - \frac{1}{\mathrm{W}(\mathrm{E}-\mathrm{W})}\right] d\mathrm{W}.$$

Pour des énergies non relativistes, nous avons de plus $\theta + \varphi = \pi/2$ mais cette corrélation entre l'électron secondaire et le rayon β diffusé peut être atténuée ou détruite par suite de diffusions multiples dans la matière de la source et de son support.

La corrélation $\beta — e^-_{sec.}$ n'existe plus si l'électron incident a une vitesse voisine de c car les particules, lors de la collision, n'ont pas la même masse. L'angle après la diffusion est alors inférieur à 90°. Pour un rayon β de 1,6 MeV il est de 60°. Les photographies 56 et 57 (hors texte p. 55 *), illustrent ces faits.

Le nombre d'électrons secondaires produits dans une épaisseur l (cm) avec une énergie dans la bande W, W + dW est, par rayon β incident :

$d\mathrm{N}/\mathrm{N} = \mathfrak{N} l\, d\sigma\,(\mathrm{E},\mathrm{W})$ où $\mathfrak{N}$ est le nombre d'électrons par centimètre cube de la matière diffusante.

Dans cette expression il faut que l soit suffisamment petit pour ne pas modifier d'une façon appréciable l'énergie incidente E.

Nous reviendrons plus loin sur les problèmes de self absorption et de retrodiffusion des électrons dans les sources radioactives, ce sujet faisant l'objet d'une expérience (ch. IV).

III. — PASSAGE DES NEUTRONS A TRAVERS LA MATIÈRE

L'interaction avec les électrons atomiques est négligeable, elle ne peut engendrer une ionisation suffisante pour être utilisée dans la détection des neutrons.

L'interaction avec les noyaux est par contre plus importante que pour les particules lourdes chargées. L'absence de charge permet aux neutrons des collisions directes avec les noyaux à cause de l'absence de barrière de potentiel. On peut les grouper en 2 classes :

a) collisions élastiques,
b) réactions nucléaires.

a) ***Collisions élastiques :*** Dans ce processus il y a conservation de la quantité de mouvement; le noyau projeté et le neutron se partageant l'énergie cinétique disponible.

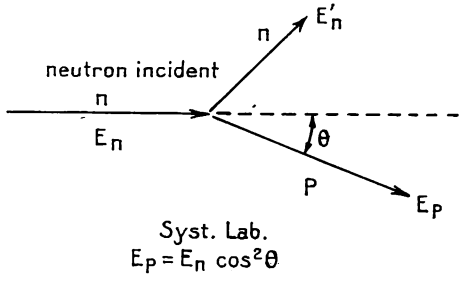


FIG. 52. — *Proton projeté.*

Plus le noyau est léger, plus il est susceptible de recevoir de l'énergie. C'est avec les protons (protons projetés) que cet échange est maximum (fig. 52).

Traversant les substances hydrogénées, les neutrons projettent les noyaux d'hydrogène qui peuvent alors être détectés. La mesure du parcours maximum de ces « protons projetés » permet de déduire l'énergie maximum des neutrons E_n. En effet pour $\theta = 0$, $E_p(\max) = E_n$.

NEUTRONS THERMIQUES. — Dans des absorbants de Z bas, les neutrons perdent rapidement leur énergie cinétique au cours de chocs élastiques. Dans l'hydrogène une vingtaine de collisions suffisent pour amener un neutron de 1 MeV à l'énergie thermique 1/40 d'eV.

Aux énergies thermiques les neutrons sont facilement capturés par les noyaux. Cette capture, lorsqu'elle donne lieu à l'émission d'un rayonnement nucléaire permet de détecter les neutrons.

b) ***Réactions nucléaires :*** (ch. XI). — La probabilité de capture d'un neutron par un noyau, pour des énergies $E_n < 1$ KeV, est d'autant plus grande que E_n est plus petit. Avec le bore la réaction engendre l'émission de rayons α.

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{7}_{3}Li.$$

Pour certaines énergies, la probabilité de capture est plus grande

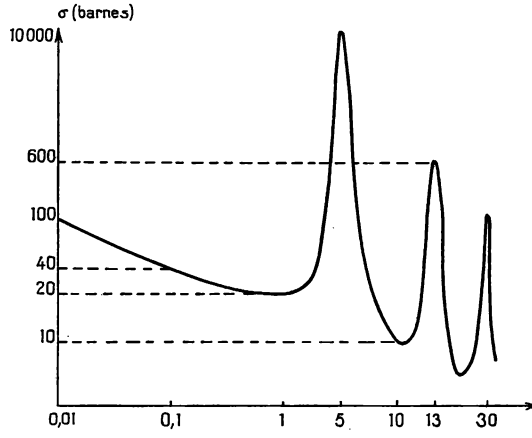


FIG. 53. — *Résonances dans l'argent.*

que pour les énergies voisines inférieures et supérieures. Ces énergies sont désignées énergies de résonance (fig. 53).

LÉGENDES DE LA PLANCHE I

FIG. 54. — *Traces de particules α dans une chambre à détente sous pression réduite.* (Cliché dû à Mlle « YUASA, Laboratoire de Physique Nucléaire-Orsay).

FIG. 54 *bis.* — *Détails de trajectoire de particule α : Rayons delta* (T. ALPER, Z. *f. physik* 67, 172 (1932).

FIG. 55. — *Réaction nucléaire* ^{14}N (*n*, *p*) *dans une chambre à détente.* (Cliché F. JOLIOT.)

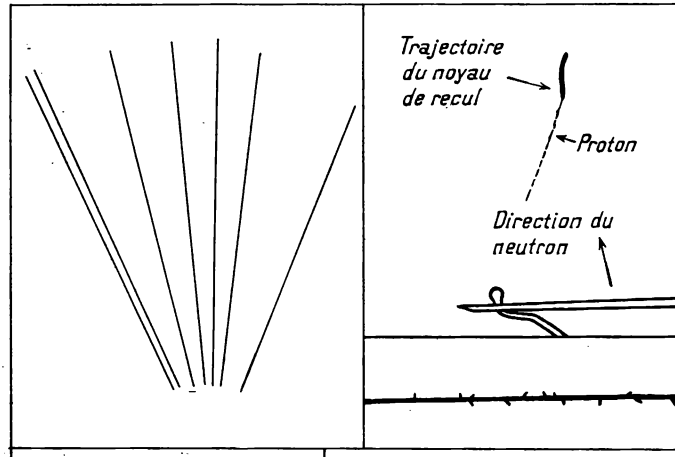


FIG. 54.

FIG. 55.

FIG. 54 bis.

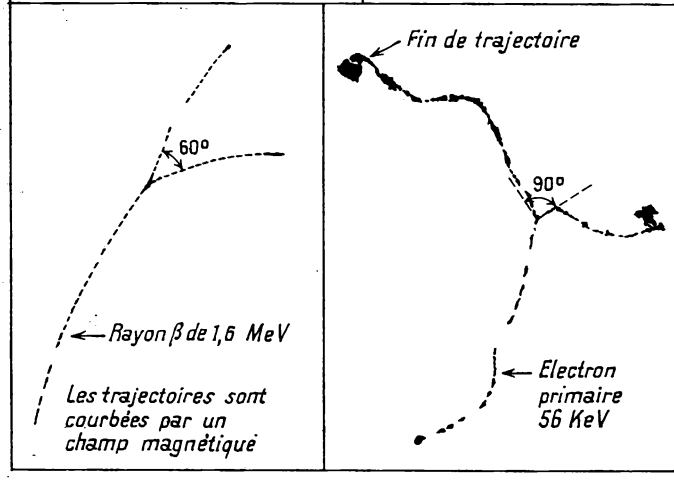
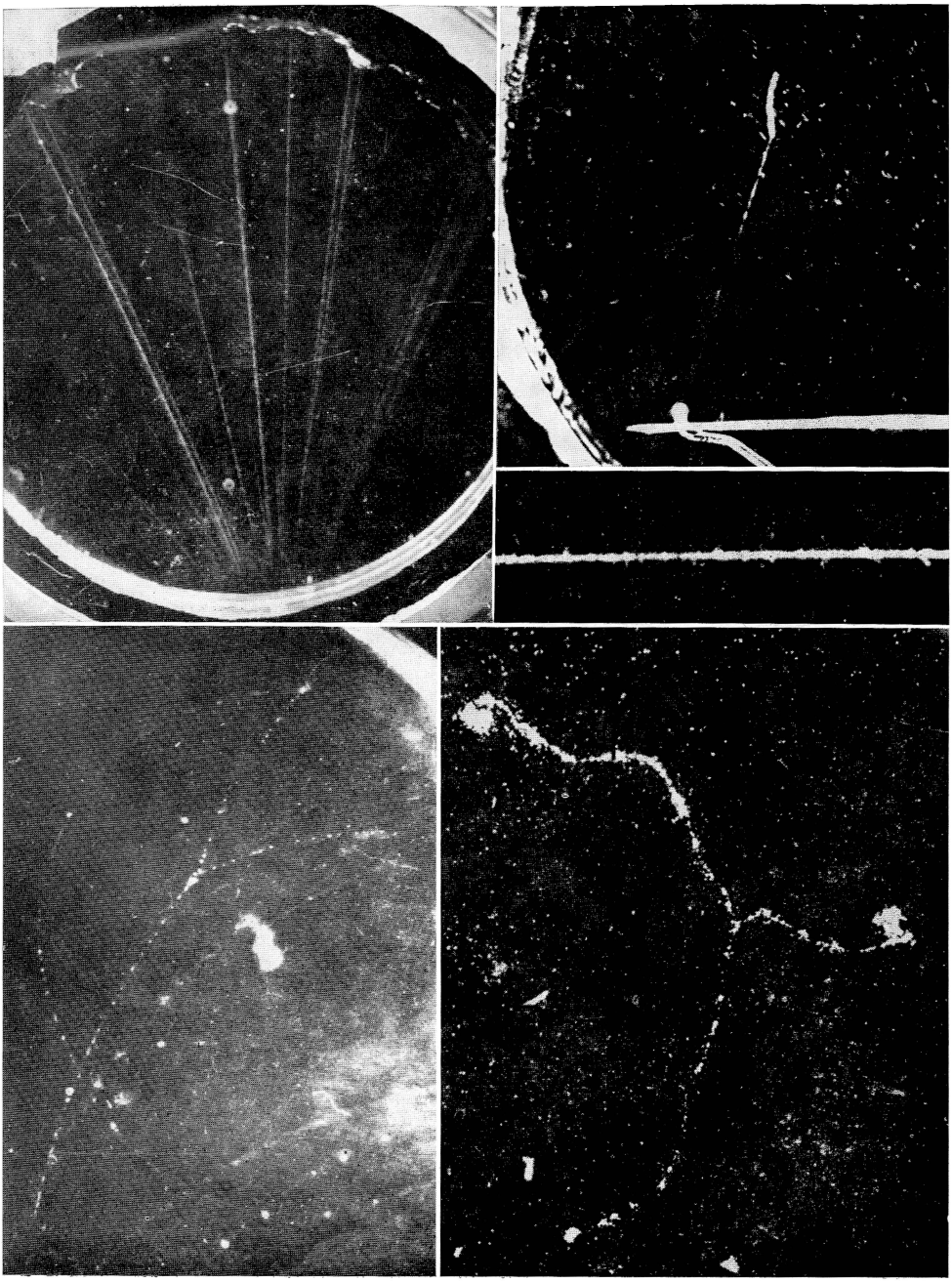


FIG. 56.

FIG. 57.

FIG. 56. — *Choc d'un rayon* β *de* 1,6 MeV *avec un électron dans un champ magnétique. Energie relativiste, angle de* 60°. (Cliché F. JOLIOT.)

FIG. 57. — *Choc d'un électron de* 56 *keV avec un électron. Les deux électrons s'arrêtent dans la chambre. Energie non relativiste, angle de* 90°.
(L. H. MARTIN, J. C. BOWER, T. H. LABY. *Proc. Roy. Soc.* (A) 148, 40 (1935).



PREMIÈRE PARTIE

MÉTHODES DE DÉTECTION DES RAYONNEMENTS NUCLÉAIRES

LE RAYONNEMENT NUCLÉAIRE *émis par une source radioactive donne naissance, dans le système de détection, à des phénomènes secondaires, au cours desquels il perd une partie de son énergie. Ces phénomènes sont utilisés pour signaler et caractériser le rayonnement primaire, ils résultent de l'interaction des différents rayonnements avec la matière. On a traité succinctement dans l'introduction les divers aspects de cette interaction. L'essentiel à en retenir pour l'usage des détecteurs est que les rayonnements nucléaires perdent leur énergie en créant dans le milieu traversé des* ionisations *et des* excitations, *l'origine des deux phénomènes ne différant que par la grandeur de l'énergie cédée aux électrons orbitaux des atomes. Les charges électriques libérées lors de* l'ionisation *pourront être mesurées, selon le type d'appareil utilisé, soit d'après le courant auquel elles donnent naissance, soit sous forme d'impulsions, rapides variations de tension sur une électrode. Les atomes ou molécules* excités *peuvent se désexciter en réémettant des photons lumineux détectés eux-mêmes par des photomultiplicateurs à la sortie desquels on enregistre un courant ou des impulsions électriques. On répartira par conséquent les détecteurs en deux classes :*

Ceux qui intègrent les charges et délivrent un courant : électroscopes, électromètres, chambres d'ionisation. Ils permettent de mesurer l'intensité du rayonnement (nombre de rayons émis par unité de temps).

Ceux qui, après amplification de la charge libérée au cours de l'ionisation ou par suite de la détection des photons de désexcitation, donnent naissance à une impulsion. Ces détecteurs permettent d'enregistrer le passage d'une particule (compteur Geiger-Muller), de mesurer son énergie (chambre d'ionisation à impulsion, compteur proportionnel, compteur à scintillations).

Un troisième type de détecteurs fait encore appel au phénomène d'ionisation. Les charges ne sont pas collectées, elles servent à matérialiser, à « voir » la trajectoire des particules chargées. Que ce soit par chambre de Wilson ou par

plaques nucléaires, les ions formés le long du chemin suivi par la particule chargée, entraînent l'apparition de phénomènes directement observables par l'expérimentateur : gouttelettes de brouillard ou formation d'argent métallique. Grâce à cette matérialisation de la trajectoire on peut mesurer les parcours, et par suite les énergies des particules.

La détection des rayonnements nucléaires exige enfin de disposer de sources appropriées : sources sans matière pour l'étude des rayonnements α *ou* β *de faible énergie, produit chimique pur ne contenant qu'un seul élément radioactif, etc... Il en résulte la nécessité de faire des séparations chimiques soigneuses et dans des conditions qui peuvent être parfois très particuli res. Les expériences illustrant l'utilisation des détecteurs sont donc accompagnées, à titre d'exemple, de diverses types de séparations radiochimiques et de préparations de sources. On indique en particulier l'essentiel des méthodes électrochimique, chromatographique, et d'extraction par solvant; méthodes permettant d'effectuer des séparations délicates et qui ont ainsi contribué aux progrès de la physique nucléaire.*

CHAPITRE PREMIER

CHAMBRE D'IONISATION

MESURE DE L'INSENSITÉ D'UN RAYONNEMENT

D'une façon générale une chambre d'ionisation est une enceinte métallique contenant un gaz à une pression définie et dans laquelle on a disposé 2 électrodes portées à des potentiels différents. Un champ électrostatique est ainsi créé au sein du gaz. Si un rayonnement ionisant pénètre dans la chambre et ionise le gaz compris entre les électrodes, les ions positifs et négatifs se déplacent suivant le signe de leur charge et s'ils peuvent atteindre les électrodes avant de se recombiner, des charges apparaîtront sur celles-ci et s'écouleront dans un dispositif électronique permettant de les mesurer. On observe alors un courant d'ionisation dont l'intensité renseignera sur l'intensité de l'ionisation du gaz dans la chambre, c'est-à-dire sur l'intensité du rayonnement émis par la source radioactive.

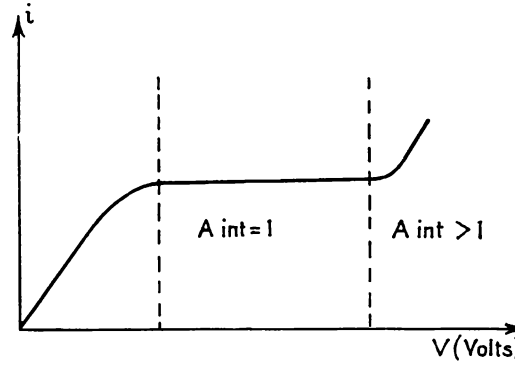


FIG. 58. — *Courant de saturation.*

Bien que dépendant de la nature du gaz remplissant la chambre, l'énergie dépensée par la particule ionisante pour créer une paire d'ions est de l'ordre de grandeur de 35 eV.

Si le champ établi entre les électrodes est trop faible, une fraction des ions engendrés par le rayonnement peut se recombiner avant d'atteindre les électrodes; celles-ci reçoivent alors une charge infé-

rieure à la charge produite initialement. Une augmentation du champ entraîne une augmentation de la vitesse des ions et rend possible la récupération de la totalité des charges. On se trouve alors dans la région dite de « saturation », elle se manifeste par un plateau dans la construction du graphique : courant d'ionisation en fonction du voltage appliqué aux électrodes (courbe de saturation, fig. 58).

Il n'y a pas dans ce cas de multiplication à l'intérieur de la chambre le coefficient d'amplification intérieur (A_{int}) est ici égal à l'unité ($A_{int} = 1$). Si l'on augmentait la valeur du potentiel V on arriverait à obtenir une multiplication des ions à l'intérieur du gaz ($A_{int} > 1$), c'est ce qui se passe dans la chambre d'un compteur proportionnel par exemple.

Nous n'avons pas jusqu'ici précisé la géométrie de la chambre d'ionisation.

Dans les chambres d'ionisation classiques, utilisées pour la mesure de courants d'ionisation, les électrodes sont des disques plans à faces parallèles. Entre les plateaux, le champ électrique est constant et a pour valeur :

$$\boxed{h = \frac{1}{K}\frac{V}{a}} \qquad K \simeq 10^{-3} \qquad a \simeq 5 \text{ cm.}$$

Dans les chambres à électrodes coaxiales les électrodes sont cylindriques, l'électrode centrale pouvant être un fil de tungstène (chambre des compteurs Geiger Muller et proportionnels fig. 60).

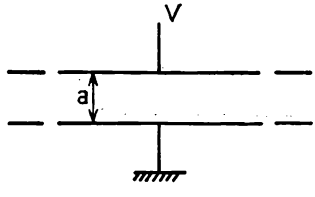


FIG. 59. — *Chambre d'ionisation à plaques parallèles.*

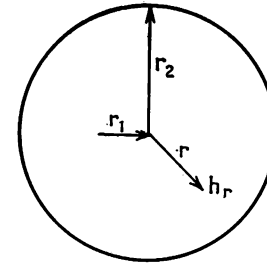


FIG. 60. — *Chambre à électrodes coaxiales.*

Le champ électrostatique dépend alors de la distance (r) à l'axe central :

$$h_r = \frac{V}{r \operatorname{Log} {}^{r_2}/_{r_1}}.$$

Le champ peut avoir une valeur très grande au voisinage du fil

central, c'est ce qui rend possible avec de telles chambres une amplification intérieure très grande (ch. IV).

Le nombre de paires d'ions créées dans une chambre d'ionisation par une particule chargée est surtout fonction de la vitesse et de la charge de la particule ionisante et du potentiel d'ionisation du gaz remplissant la chambre.

L'ionisation spécifique est le nombre de paires d'ions créées par centimètre de trajectoire : $n = -dE/dx \cdot 1/\varepsilon$.

(L'ionisation spécifique d'une particule β est environ 1 000 fois moindre que celle d'une particule α).

Les courants fournis par une chambre d'ionisation sont toujours très faibles : une source émettant par seconde un α de 1 MeV fournirait un courant d'environ 5.10^{-15} A. Une source de rayonnement β de même intensité et d'énergie voisine provoquerait un courant 1 000 fois plus faible.

Un électromètre permet d'atteindre 10^{-13} A; il faut donc que la chambre soit traversée par un flux important de particules ionisantes. Cette condition simple impose donc une limite à l'utilisation des chambres d'ionisation à « courant continu », mais il existe des chambres d'ionisations dites à « impulsions », elles permettent d'atteindre la charge laissée dans la chambre par une seule particule bien que cette charge soit souvent très faible.

Nous étudierons ce type de chambres au chapitre suivant; elles nous fournissent une transition vers le compteur proportionnel (ch. IV).

EXPÉRIENCES I

1. — Mesure de l'intensité d'une source de polonium.
2. — Courbe de Bragg.
3. — Mesures d'intensité et de période à l'électroscope.

Les 2 premières expériences se réalisent en utilisant des chambres d'ionisation à « courant continu » et pour mesurer le courant, un électromètre à quadrant associé avec un quartz piézoélectrique (méthode de compensation).

Nous décrirons d'abord les différents éléments du dispositif expérimental.

I. — CHAMBRE D'IONISATION

Une chambre d'ionisation comprend quatre conducteurs différents dont nous allons préciser la position et le rôle (fig. 61).

a) Un conducteur A_1, relié à une borne B_1, isolé fortement des autres conducteurs par de l'ambre, constitue l'électrode collectrice.

b) Un conducteur A_2, relié à une borne B_2, isolé par de l'ébonite constitue la seconde électrode de la chambre. La borne B_2, sera reliée à la haute tension nécessaire pour mesurer l'ionisation de l'air de la chambre.

c) Un conducteur A_3, formant cage de Faraday, relié à une borne B_3 est destiné à protéger A_1 des inductions électrostatiques parasites et A_2 des contacts accidentels avec la masse des installations électrométriques. Cette masse est également reliée au sol et à l'autre borne de la haute tension.

d) Un conducteur A_4, relié à une borne B_4, appelé anneau de garde est destiné à réduire fortement le champ électrique dans l'ambre. Il faut en effet diminuer ce champ pour atténuer, sinon supprimer, la polarisation, toujours néfaste de l'ambre. Ce conducteur devra être porté, sensiblement, au potentiel moyen de l'armature A_1.

Dans les méthodes de zéro, le potentiel moyen de l'électrode collectrice A_1 est celui de la masse. Dans ce cas B_4 sera relié à la masse.

Il existe plusieurs types de chambres destinées à être reliées à des installations électrométriques: chambre à rayons β, chambre à rayonnement γ et chambre à rayonnement total.

Chambre dite à rayonnement total (Fig. 61).

L'électrode A_1 est constituée par un plateau de 13 cm de diamètre. L'électrode A_2 est constituée par une boîte cylindrique close de 16 cm de diamètre et de 8 cm de hauteur. Cette boîte est munie d'une porte

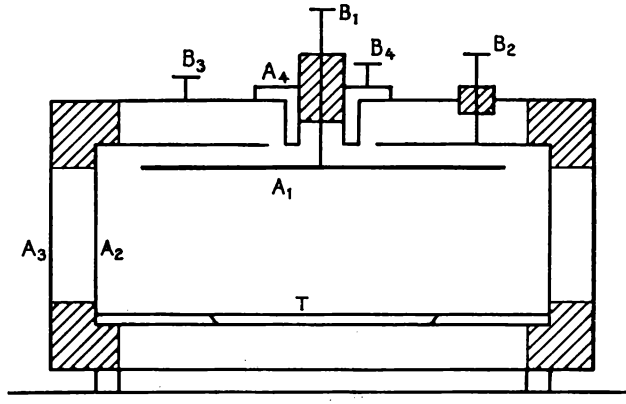


FIG. 61. — *Chambre à rayonnement total.*

permettant de sortir le plateau T sur lequel on place le produit actif à mesurer. L'armature A_1 est à 5 cm du plateau T. Le conducteur A_3 est formé d'une autre boîte cylindrique enveloppant la première. Cette boîte est également munie d'une porte. Avant d'introduire une substance sur le plateau T, il faut avoir soin de porter au potentiel de la masse l'électrode A_2, sinon on recevrait une secousse électrique en ouvrant la porte de la chambre.

Cette chambre sert uniquement à mesurer l'ionisation produite par les rayons α, émis dans l'angle 2π stéradian, de la préparation. Si la préparation étudiée est une couche mince et si elle émet des rayons α dont le parcours maximum dans l'air normal est inférieur à 5 cm, on utilise tout le pouvoir ionisant de ces rayons et la masse de l'air enfermé dans la chambre n'intervient pas. Dans les autres cas, on ne peut faire que des mesures relatives (rayons α incomplètement absorbés dans la chambre, préparation en couche épaisse, etc...).

L'ionisation produite par les rayonnements β et γ est faible, devant celle produite par les rayons α, et ne peut être mesurée dans cette chambre.

II. — QUARTZ PIÉZOÉLECTRIQUE

RAPPEL DES PROPRIÉTÉS PIÉZOÉLECTRIQUES DU QUARTZ

Une lame ayant la forme d'un parallélipipède droit est taillée dans un cristal de quartz, de telle sorte que le plan de la lame soit perpendiculaire à l'un des trois axes binaires, l'axe ternaire (axe optique) est contenu dans le plan de la lame parallèlement à sa largeur.

A chaque extrémité de la lame est adaptée une monture; l'une permet de la suspendre, l'autre d'accrocher un plateau dans lequel on place les masses (fig. 62 *a*).

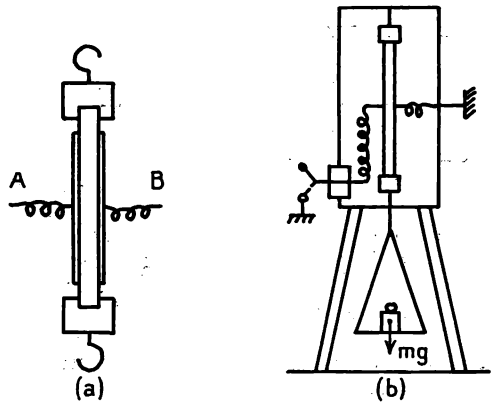


FIG. 62. — *Quartz piezoélectrique.*

Sur chaque face de la lame est collée une feuille d'étain ; ces feuilles sont de dimensions identiques, situées en regard l'une de l'autre, constituant les armatures d'un condensateur dont le quartz forme l'isolant. L'une des armatures A est réunie au sol, l'autre B est isolée. Les feuilles d'étain ne s'étendent pas jusqu'aux montures, une rainure sépare les parties métalliques reliées aux montures, des armatures (fig. 62 *a*). C'est la partie délicate de la lame de quartz, car les charges induites dans cette rainure se répartissent arbitrairement entre l'armature et la monture.

En plaçant une masse m dans le plateau accroché à la lame suspendue verticalement, on exerce sur elle une force égale au poids $P = mg$ de la masse m. Il apparaît alors sur l'armature isolée B une charge q parfaitement déterminée. Si, au contraire, on enlève la masse m, il apparaît sur B une charge égale et de signe contraire $-q$. Si l'apport ou le retrait des masses sont faites progressivement, l'apparition des charges correspondantes se fait progressivement (fig. 62 *b*).

Cette charge q dépend des dimensions de la lame et de la force appliquée F. Elle est donnée dans tous les systèmes cohérents d'unités

par la formule :

$$q = K \frac{L}{e} F$$

F force appliquée
m masse
L longueur de la lame
e épaisseur

Pour une lame de dimensions données, et pour un lieu donné, la charge électrique développée est donc rigoureusement proportionnelle à la force F, c'est-à-dire, ici, à la masse marquée que l'on enlève de dessus le plateau.

$$q = AP.$$

La constante A est appelée la « constante de la lame » .

Une lame de quartz de forme courante (L = 10 cm, e = 0,5 mm, largeur = 1,5 cm), peut, sans inconvénient, supporter un poids de 5 kg.

La charge électrique pour une telle lame est de $4 10^{-9}$ coulombs, soit 12 UES par kilogramme-masse à Paris.

La quantité q, qui est indépendante de la largeur de la lame, est aussi indépendante de la température dans la limite des conditions usuelles d'expérience. Le quartz est légèrement hygroscopique; pour éviter un dépôt d'humidité à la surface de la lame, ce qui nuirait à l'isolement, un desséchant, des morceaux de Cl_2Ca ou mieux des fragments de sodium, est placé dans l'enceinte métallique qui renferme le quartz et le protège contre les charges par influence électrostatique. Cette enceinte sera réunie au sol. On n'ouvrira l'appareil que le temps strictement nécessaire pour se rendre compte des détails de construction; on évitera la buée de respiration.

III. — ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS

On appelle électromètre, un ensemble déformable de conducteurs dont les couples, d'origine électrique, sont calculés à partir des lois de l'électrostatique déduites des lois de Coulomb.

Description de l'électromètre à quadrants Curie-Debierne dérivé du modèle de Lord Kelvin.

Il comprend (fig. 63), quatre conducteurs indéformables rigides numérotés 0, 1, 2, 3. Seul le conducteur 3 possède un degré de liberté qui est une rotation autour d'un axe vertical. Les conducteurs 1 et 2, formés par deux séries de quatre quadrants reliés électriquement, sont désignés sous le nom de paires de quadrants 1 et 2. Le conducteur 3, ou aiguille en aluminium mince, a la forme de deux secteurs circulaires opposés par le sommet : elle est suspendue par un fil servant de fil de torsion et de fil d'amenée de la tension. Nous admettrons que son seul mouvement possible est une rotation autour de l'axe matérialisé par ce fil. Le conducteur 0, ou cage, forme protection électrostatique pour l'ensemble des conducteurs 1, 2, 3. Ce conduc-

teur sera toujours à un potentiel défini par rapport aux objets environnants, on le réunira à une masse métallique en relation électrique avec le sol.

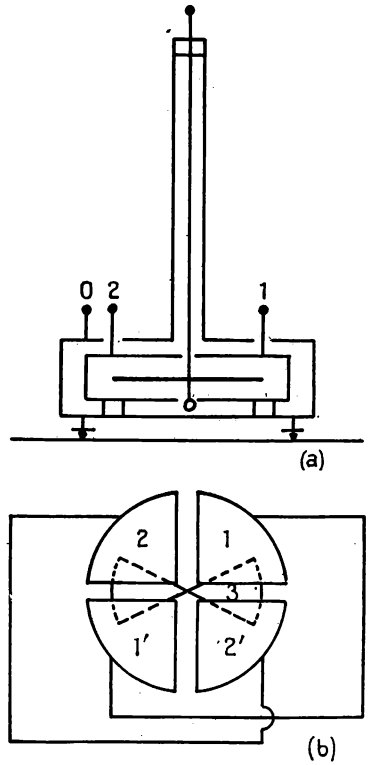


FIG. 63. — *Électromètre à quadrant.*

Quatre bornes 0, 1, 2, 3 permettent d'atteindre électriquement chacun des conducteurs correspondants. Ces conducteurs sont isolés les uns des autres par de l'ambre, du plexiglas ou de l'ébonite, suivant la qualité de l'isolement cherché.

Au point de vue mécanique, l'aiguille peut recevoir un mouvement en hauteur ou en azimuth. Une série de 2 quadrants, appartenant à la paire 1, reliés mécaniquement peut recevoir un déplacement en hauteur. C'est le règlage de Curie. Un miroir sur l'axe de 3, des vis calantes complètent l'ensemble.

Mise en place de l'appareil. — Cette mise en place s'effectue, les conducteurs 1, 2, 3 étant tous reliés électriquement à la cage 0, c'est-à-dire la masse.

a) Amener l'aiguille sensiblement à égale distance des plateaux en soulevant ou en abaissant la tige de support.

Amener le fil à passer exactement par le centre des quadrants. Pour cela on agira sur les vis calantes V_1, V_2 et V_3 (fig. 64).

b) Tourner la tête en ébonite T sur laquelle est fixée le fil supportant l'aiguille, de telle manière que les axes de symétrie de l'aiguille soient parallèles aux rainures. L'aiguille peut alors occuper la position A ou B (fig. 63) suivant que le plan vertical contenant le miroir passe par le grand ou le petit axe de symétrie de l'aiguille.

L'appareil est alors réglé mécaniquement. Il doit être stable, centré et horizontal, le spot lumineux situé au centre de l'échelle de lecture.

REMARQUE. — Dans tous montages utilisant l'électromètre les connections doivent être particulièrement soignées, en particulier les masses.

MONTAGE HÉTÉROSTATIQUE

L'une des paires de quadrants est réunie à la cage c'est-à-dire à la masse : $U_2 = U_0 = o$.

Une tension V est appliquée à l'aiguille : $U_3 - U_0 = v$. La différence de potentiel à mesurer v est établie entre la paire de

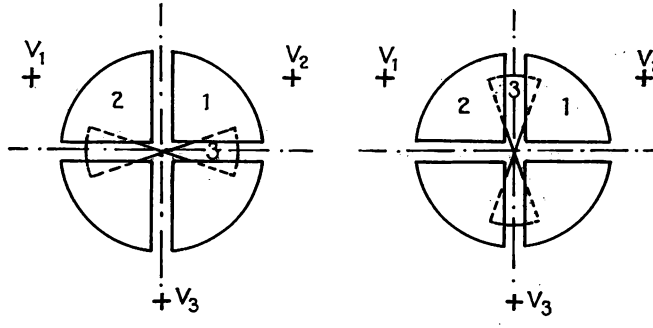


FIG. 64. — *Réglage de l'électromètre.*

quadrants 1 et la cage o : $U_1 - U_0 = v$. Deux couples agissent sur le conducteur 3, l'aiguille :

a) un couple d'origine électrostatique Γ,

b) un couple de torsion $K\theta$.

Expression de Γ. — L'énergie emmagasinée sous forme électrostatique dans l'ensemble des conducteurs o, 1, 2, 3 formant un système électrique fermé, est :

$$W = \frac{1}{2} \Sigma C_{ij} (U_i - U_j)^2.$$

Les C_{ij} sont les capacités partielles.

C_{12} est une fonction paire de θ puisque l'appareil est symétrique pour $\theta = o$ ($C_{12} = a_{12} + C_{12}\theta^2$).

Par contre C_{13} et C_{23} sont fonction de θ

$$C_{13} = a_{13} + b_{13}\theta$$
$$C_{23} = a_{23} - b_{23}\theta$$
$$W = \frac{1}{2}[C_{13} (U_1 - U_3)^2 + C_{23}(U_2 - U_3)^2]$$
$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = \frac{1}{2}[b_{13}(v - V)^2 - b_{23}V^2] \qquad \text{si} \qquad b_{13} = b_{23} = \lambda$$

et $v^2 \ll V$ alors $\Gamma = \dfrac{\partial W}{\partial \theta} = -\lambda v V$.

Condition d'équilibre : $\Gamma = K\theta$

$$\theta = \frac{-\lambda}{K} V v.$$

La déviation est proportionnelle à la différence de potentiel à mesurer v.

EXPÉRIENCE I.1 : *Mesure de l'intensité d'une source de polonium.*

Dispositif expérimental et méthode.

Le principe de la méthode utilisée et le dispositif de montage reposent sur la compensation des charges électriques apportées par le courant d'ionisation d'une part et des charges — de signe contraire — libérées en enlevant progressivement un poids placé sur le plateau suspendu à la lame de quartz.

Le quartz piézoélectrique se prête bien à la mesure de courants compris entre 10^{-9} et 10^{-12} ampères, ordre de grandeur des courants d'ionisation.

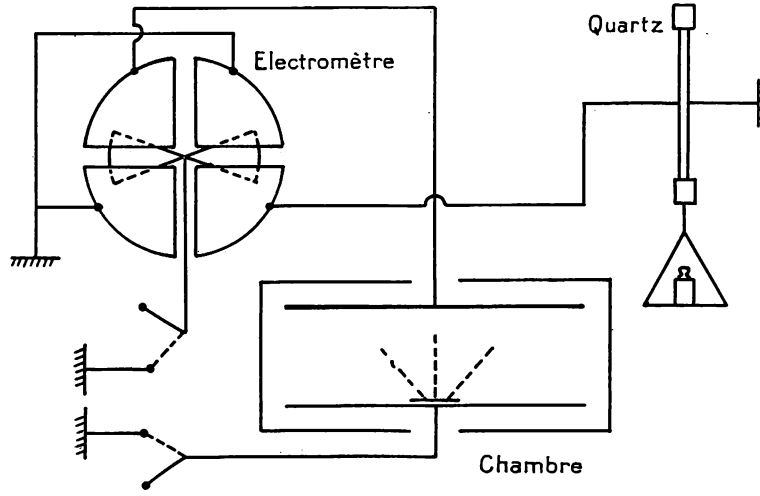


FIG. 65. — *Dispositif expérimental (chambre-électromètre-quartz).*

Le schéma du montage de l'expérience est le suivant (fig. 65) :

L'aiguille de l'électromètre est portée à une centaine de volts, une paire de quadrants est réunie constamment au sol, l'autre paire de quadrants est réunie, d'une part à l'électrode collectrice de la chambre d'ionisation, d'autre part, à l'armature isolée du quartz (l'autre armature est réunie à l'enceinte métallique et celle-ci au sol). Un interrupteur I permet de réunir également au sol, au début de l'expérience, l'électrode collectrice et l'armature isolées.

L'autre électrode de la chambre est portée à un potentiel suffisant pour

obtenir le courant de saturation. Supposons que, dans ces conditions, le spot soit au zéro de l'échelle. On coupe la communication avec le sol, le spot commence à se déplacer sous l'influence du courant d'ionisation. On le laisse parcourir quelques divisions (par ex. 20 mm de l'échelle, soit jusqu'à la division 2), à ce moment, on met en marche un compte secondes *en même temps* que l'on commence à soulever légèrement le poids placé dans le plateau du quartz. On s'attachera à ramener le spot au zéro et à l'y maintenir, autant que possible, ce que l'on parviendra à réaliser après quelques essais en soulevant le poids très progressivement. Lorsque le poids sera complètement soulevé, le spot se remettra en marche, on arrêtera le chronographe à l'instant précis où le spot passera à la division de départ (soit 2 dans le cas supposé).

REMARQUE. — Pour que le spot puisse être maintenu, il est nécessaire que le courant d'ionisation fournisse des charges de signe contraire à celles qui apparaissent sur l'armature isolée du quartz par enlèvement du poids. On s'en assurera en vérifiant que, isolément, le courant d'ionisation ou l'enlèvement du poids produisent des déviations du spot de sens contraire.

Le poids doit être choisi de façon que la compensation dure quelques secondes (5 à 40 sec., par exemple). Si l'enlèvement d'un poids tenseur P (kg) a permis la compensation pendant un temps mesuré t, c'est que pendant ce temps le courant d'ionisation a débité une charge électrique : $q = AP$, son intensité est donc :

$$i = \frac{q}{t} = \frac{AP}{t}.$$

On vérifiera qu'avec un poids 2P la compensation peut être maintenue pendant un temps double. Si l'on s'attache à maintenir le spot au zéro, condition dans laquelle le quadrant isolé de l'électromètre n'est pas chargé, c'est que l'on évite ainsi les erreurs qui résulteraient d'une perte de charge par défaut de ce quadrant.

Expérience.

On mesurera l'intensité d'une source de ^{210}Po (fig. 21, p. 30) par la méthode exposée ci-dessus.

Si la constante du quartz n'est pas donnée on la déterminera à l'aide d'une source étalon.

EXPÉRIENCE I.2. — *Courbe de Bragg.*

On veut déterminer l'ionisation $\mathfrak{I}$ produite dans une couche AB de la chambre d'épaisseur dx, par des rayons α, parallèles entre eux, provenant d'une substance radioactive S située à une distance x de B (fig. 66).

On fait varier x et on étudie la variation de $\mathfrak{I}(x)$. On peut ainsi déterminer avec précision le parcours des rayons α étudiés, c'est-à-dire la distance à partir de laquelle ils ne produisent plus d'ionisation.

L'appareil de Bragg comporte une chambre d'ionisation d'épaisseur dx, formée d'une part par le plateau A — électrode collectrice — isolée et réunie à un électromètre et d'autre part par une toile métallique B portée au potentiel nécessaire pour avoir un courant de saturation. Le tout est enfermé dans une boîte métallique mise au sol,

dont le fond C est une toile métallique située très près de B. Le champ qui existe entre B et C empêche les ions formés avant la toile B de diffuser dans la chambre d'ionisation.

La source radioactive S est posée sur un plateau que l'on peut

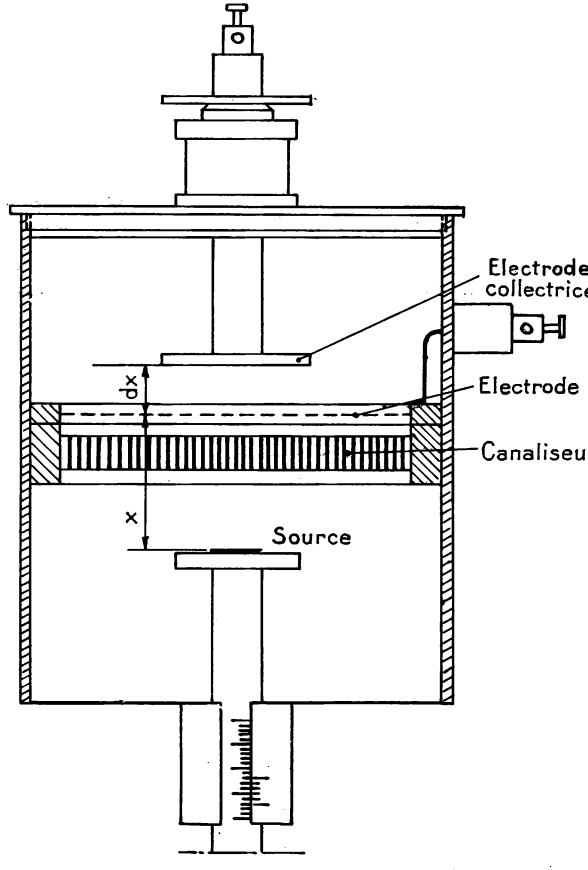


FIG. 66. — *Chambre d'ionisation pour courbe de Bragg.*

élever et abaisser. Un canaliseur, placé au-dessus de S ne laisse passer que les rayons α à peu près perpendiculaires aux électrodes A et B.

Expérience.

Pour chaque valeur de x on effectue une mesure de $\mathfrak{I}(x)$ par la méthode de compensation exposée à l'expérience précédente.

On tracera la courbe $\mathfrak{I} = f(x)$ et on en déduira le parcours R des rayons α. Le « parcours extrapolé » R_e s'obtient en prolongeant jusqu'à l'axe des x

la région de variation rapide de l'ionisation qui se trouve un peu avant la fin du parcours (fig. 67).

Si on pose sur le canaliseur un écran d'aluminium mince (1/100 mm) capable de laisser passer les rayons α, la courbe $\mathfrak{I} = f(x)$ n'est pas modifiée, mais elle est déplacée parallèlement à l'axe des x. Ce déplacement représente l'épaisseur d'air équivalente à l'épaisseur de l'écran d'aluminium.

On construira la courbe

$$\mathfrak{I} = f(x)$$

avec écran.

Soit e, l'épaisseur de l'écran d'Al,

d, le déplacement de la courbe,

d (cm d'air) est l'épaisseur équivalente à e (cm d'Al).

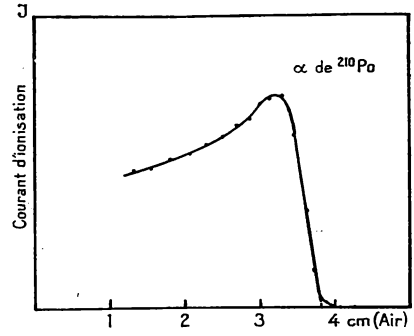


FIG. 67. — *Courbe de Bragg.*

On en déduira aisément l'épaisseur d'Al équivalente à 1 cm d'air, ou encore le parcours dans l'aluminium, connaissant le parcours R dans l'air.

REMARQUE. — Le canaliseur ne doit pas être déplacé pendant toute la durée des expériences. Il est parfois incorporé à la chambre.

EXPÉRIENCE I.3. — *Mesure de l'intensité d'une source radioactive à l'électroscope. Mesure d'une période.*

ÉLECTROSCOPE LABORDE

L'électroscope Laborde se compose d'une chambre d'ionisation A, et d'un dispositif électrométrique B. Un système isolé traverse le bouchon d'ambre a et est constitué par la tige t, la feuille mobile f et l'électrode e. La substance à étudier est placée, sur un disque de papier, sur le plateau P (fig. 68).

Pour charger l'électroscope, on amène la pièce isolée mobile c en contact avec la tige t (le contact se fait par un ressort r) puis on touche l'extrémité de c avec un corps électrisé. Ceci fait, *ne pas oublier de séparer la tige mobile c de la tige fixe t.* Pour ceci il suffit de la retirer à fond. Si on ne prenait pas cette précaution, l'électroscope se déchargerait assez vite en raison du mauvais isolement de la tige c. Dans certains appareils, le dispositif B est remplacé par une tige issue de t qu'il suffit de toucher pour charger l'électroscope. La pièce d ne sert qu'à immobiliser la feuille mobile f pendant le transport de l'électroscope. Ne pas y toucher au cours d'une mesure (on modifierait la sensibilité de l'électroscope).

MESURES A L'ÉLECTROSCOPE. — On charge la feuille de l'électroscope.

On règle la lunette L de l'appareil et l'éclairage, de manière à voir distinctement la feuille et le micromètre *m*, ce dernier étant placé

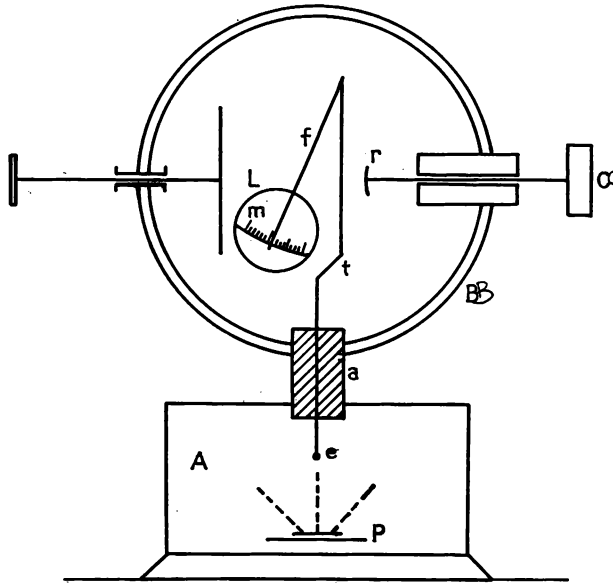


FIG. 68. — *Electroscope.*

perpendiculairement à la feuille, les traits du micromètre étant donc à peu près parallèles au bord de la feuille.

La vitesse de chute de la feuille entre des dieisions déterminées est proportionnelle au courant d'ionisation dans la chambre, mais cette vitesse n'est pas la même selon que la feuille est plus ou moins chargée. On mesure donc le temps de passage de la feuille entre deux divisions déterminées, *toujours les mêmes.*

Soit T le temps mesuré en l'absence de substance radioactive. Le courant d'ionisation, proportionnel à $\frac{I}{T}$ est le *mouvement propre* de l'appareil.

Soient T_A et T_B les temps mesurés quand les substances radioactives A ou B sont placées dans la chambre d'ionisation.

Les activités des substances A et B sont proportionnelles respectivement à :

$$\frac{I}{T_A} - \frac{I}{T} \quad \text{et} \quad \frac{I}{T_B} - \frac{I}{T}.$$

Le rapport des activités est :

$$\frac{\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T}}{\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T}} = \frac{i_A}{i_B}.$$

Expérience *(a).*

Évaluer l'intensité d'une source B *en utilisant une source étalonnée* A.

Expérience *(b.)*

Évolution du dépôt actif de l'actinium.

L'expérience consiste à exposer un disque de papier ou d'aluminium au contact de l'émanation de l'actinium, ce qui fait acquérir au disque une *activité induite* que l'on attribue au *dépôt actif* de l'actinium formé sur le disque. Le rayonnement de ce dépôt actif évolue suivant une loi caractéristique de l'actinium, mais pouvant dépendre aussi, pendant les premières minutes, de la durée de l'expérience.

On pose le disque à activer sur la coupelle dans laquelle se trouve la substance qui contient l'actinium. On laisse le disque s'activer pendant 2 min, puis on le retire en prenant l'heure exacte qui servira d'origine du temps pour la courbe qu'on devra tracer.

On place aussitôt le disque activé sur un disque de papier et on dépose le tout dans la chambre d'ionisation de l'électroscope, dont le mouvement propre a été mesuré au préalable. On commence à mesurer le courant aussitôt que possible et on poursuit les mesures, d'abord sans arrêt, ensuite en les espaçant convenablement. On effectue toutes les mesures entre les mêmes divisions de l'électroscope.

On calcule ensuite, pour chaque mesure, la valeur du courant corrigé du mouvement propre en unités arbitraires et on construit la courbe qui représente le courant i ainsi calculé, en fonction du temps.

Si on fait des expériences avec des temps d'activation différents, on constate que la forme des courbes obtenues peut différer au début, mais devient la même au bout de quelques minutes. La différence est surtout caractéristique si on compare une très courte activation avec une activation assez prolongée.

On construira aussi la courbe qui représente Log i, en fonction du temps. On doit constater que cette courbe est une droite pour des temps supérieurs à quelques minutes, quel que soit le temps d'exposition.

On calculera, d'après cette droite, le temps nécessaire pour que la valeur de i diminue de moitié, c'est-à-dire la *période* de décroissance T. Cette période est celle qui caractérise l'un des composants du dépôt actif nommé l'actinium B.

Remarque. — Cette expérience peut être effectuée avec celle du chapitre VI qui traite de la vie moyenne des états excités.

EXPÉRIENCES I (Suite)

4. — Dépôt cathodique de RaE (Bismuth).
5. — Dépôt spontané de Polonium sur Argent.

ÉLECTROCHIMIE DES RADIOÉLÉMENTS

Lorsqu'on plonge un métal dans une solution contenant ses propres ions, par exemple une lame de zinc dans une solution de sulfate de zinc, une différence de potentiel apparaît entre le métal et la solution. Pour des solutions très diluées, le potentiel du métal est donné par la loi de Nernst

$$E = E_0 + \frac{RT}{nF} \log c$$

où c est la concentration des ions dans la solution, F, le faraday, R la constante des gaz parfaits et T la température absolue. n correspond à la valence des ions, c'est-à-dire au nombre d'électrons manquant dans l'ion par rapport à l'atome.

E_0 est le potentiel normal obtenu en égalant la concentration c à l'unité

Lorsqu'on plonge une lame métallique dans une solution aqueuse contenant les ions d'un élément électrochimiquement plus noble que le métal, c'est-à-dire dont le potentiel normal est plus élevé, l'élément se dépose spontanément sur le métal. La vitesse de dépôt dépend de divers facteurs et dans certaines conditions on peut atteindre des rendements de 100 % assez rapidement.

Lorsque l'élément n'est pas assez noble pour être déposé spontanément, et c'est toujours le cas lorsqu'on veut faire un dépôt sur un métal inattaquable comme le platine, on aide le dépôt en appliquant une différence de potentiel, c'est une électrolyse.

On conçoit que l'électrochimie dont on vient de donner quelques principes soit un moyen très utile pour séparer des radio-éléments sans addition d'entraîneur et dans des conditions de rendement et de propreté excellentes. On peut préparer ainsi des dépôts sans matière pondérable, adhérents au support et répartis de façon homogène. Par exemple on extrait ainsi le polonium d'une solution contenant du plomb inactif, du radioplomb et ses dérivés (RaE et Po), et on obtient une source (sans matière) de rayons alpha.

D'autre part, le dépôt des premiers atomes sur une électrode est

un phénomène dont l'élucidation présente une grande importance théorique. Il peut être étudié grâce aux radioéléments puisque le rayonnement permet de détecter des concentrations de 10^{-12} à 10^{-14} molaires, soit 10^{7} à 10^{8} fois plus petites que celles observables par les méthodes analytiques usuelles. On trouvera un exemple de ce genre d'étude dans l'expérience suivante relative au dépôt cathodique de bismuth (RaE).

EXPÉRIENCE I.4: *Dépôt cathodique de* RaE *(Bismuth).*

1° Montage.

La cellule d'électrolyse, un peu spéciale, appelée « cellule de Joliot » consiste en un bloc de plexiglas creux muni de deux électrodes (fig. 69).

— l'anode est un fil de platine,

— la cathode est une feuille d'or de 1/100 mm d'épaisseur fermant la cellule de façon étanche à l'aide d'un joint torique. Les électrodes sont réunies aux pôles d'une batterie d'accumulateurs de 12 volts par l'intermédiaire

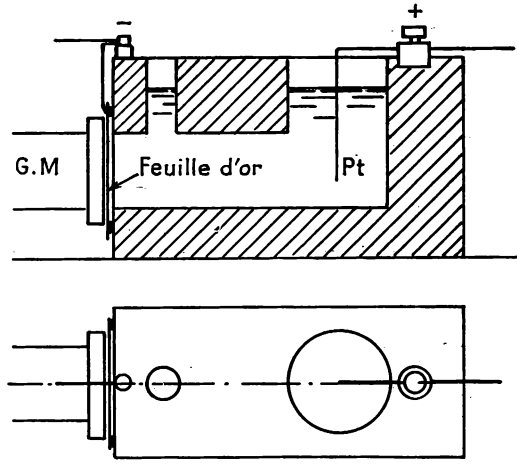


FIG. 69. — *Cellule de Joliot.*

d'un rhéostat disposé en potentiomètre. Un milliampèremètre donnera l'intensité du courant passant dans la solution, un voltmètre, la différence de potentiel entre l'anode et la cathode.

2° Dosage et préparation de la solution.

On dispose d'une solution de Radium E, émetteur β, en milieu HNO_3N. Le radio-élément doit d'abord être dosé par la méthode dite « à la goutte ».

Pour cela on dispose sur la balance une rondelle porte-source dont on fait la tare en lisant la graduation correspondante à l'équilibre. On laisse alors tomber une goutte de la solution sur la rondelle à l'aide d'une pipette fine. On referme la balance et on fait une deuxième lecture dont on déduira

le poids de la goutte. Le tout doit être effectué assez rapidement pour que l'évaporation de la goutte soit négligeable pendant sa pesée.

Cette goutte est ensuite évaporée à sec sous un épiradiateur (chauffage infrarouge) et son activité est mesurée au compteur (ch. IV, p. 118). On mesure ensuite dans les mêmes conditions géométriques un étalon de Ra (D + E + F) en équilibre et on calcule ainsi la quantité en microcuries de RaE contenue dans 1 cm^3 de la solution HNO_3N. On calculera également la concentration en moles/litre (période de RaE : 5 j, 1 microcurie = $3{,}7\ 10^4$ désintégrations par seconde).

On mesurera ensuite la radioactivité de la même goutte, en la plaçant dans les mêmes conditions géométriques que le dépôt cathodique à réaliser. Pour cela on utilisera une plaque de plexiglass trouée, semblable aux façades des cellules. On fixera la rondelle porte-source dans le trou cylindrique derrière une feuille d'or identique à celle qui doit ultérieurement servir de cathode. On placera le tout verticalement, dans une position soigneusement repérée par rapport au compteur, à quelques centimètres de la partie efficace de celui-ci. Grâce à la mesure effectuée alors, on pourra ultérieurement calculer le nombre de coups/seconde correspondant à un dépôt total du RaE contenu dans la cellule.

On prélèvera alors, à l'aide d'une pipette, 1 cm^3 de la solution dans la cellule. On ajoutera à 5 cm^3 d'une solution HNO_3N.

3° Mise en route de la manipulation.

On fixera la cellule dans les conditions géométriques déjà déterminées, celles-ci devant rester absolument les mêmes pendant toute la durée de l'électrolyse. On installera ensuite l'agitation mécanique et on mesurera le mouvement propre. La plus grande partie de ce mouvement propre est due au RaE en solution.

On établira ensuite une différence de potentiel entre l'anode et la cathode de manière à ce que l'intensité soit de 150 mA. En agissant s'il y a lieu sur le rhéostat, cette intensité sera maintenue constante pendant toute la durée de l'électrolyse. On notera l'heure à laquelle on a établi le courant et on mesurera ensuite à intervalles réguliers (par exemple tous les 1/4 d'heure) l'activité de RaE déposé. On tracera la courbe de la quantité déposée en fonction du temps, courbe qui se termine par un palier. On calculera la fraction de la surface de la cathode ainsi recouverte en supposant le dépôt homogène et une couche formelle formée de sphères jointives (rayon atomique de Bi 1,8 Å). A la fin de la séance on coupera le courant et on constatera que le RaE déposé se redissout rapidement.

EXPÉRIENCE I.5 : *Dépôt spontané de Polonium sur Argent.*

Le Polonium est souvent utilisé comme source de rayons α. On dispose pour le préparer d'une solution qui contient en équilibre RaD + E + F

$$\underset{\text{Pb}}{\text{Ra D}} \xrightarrow{\beta^-} \underset{\text{Bi}}{\text{Ra E}} \xrightarrow{\beta^-} \underset{\text{Po}}{\text{Ra F}} \xrightarrow{\alpha} \text{Pb.}$$

Cette solution contient également quelques dizaines de mg de Pb, qui accompagne toujours son isotope le Ra D dans les minerais à partir desquels on fait l'extraction. Il nous faudra donc extraire

le Polonium sans extraire le Pb, ni le Ra E. On effectuera cette opération par dépôt spontané.

a) **Principe de l'extraction.**

Une lame métallique plongée dans une solution a plus ou moins tendance à céder ses électrons au milieu. On dit que le métal est plus ou moins électropositif.

Un métal ionisé dans une solution a plus ou moins tendance à accepter des électrons selon qu'il est moins ou plus électropositif. Par conséquent, un ion métallique A^+ en solution, en présence d'une lame d'un métal B acceptera les électrons de cette lame si B est plus électropositif que A.

$$B + A^+ \rightarrow B^+ + A$$

et A neutralisé pourra se déposer sur la lame.

Dans le cas qui nous intéresse le plomb et le bismuth (RaE) étant plus électropositif que Ag ne se déposeront pas sur celui-ci. Au contraire Po ayant à peu près la même électropositivité que Ag pourra se déposer.

On va donc faire tourner une lame d'argent dans la solution contenant Pb, RaE et Po et seul le polonium se déposera sur la lame. D'où la manipulation suivante :

b) **Préparation de la solution.**

On dispose d'une solution HNO_3 0, 2N de Ra (D + E + F). On dosera à la goutte le RaE qu'elle contient, par comparaison avec un étalon selon la méthode précédente.

Il n'est pas possible de doser par cette méthode le polonium se trouvant dans la solution, la quantité de matière présente (sels de Pb) absorbant une fraction non négligeable de son rayonnement α.

c) **Dépôt spontané.**

Une lame d'argent est ensuite mise à tourner dans 10 cm^3 de cette solution pendant 1/2 heure ou 3/4 d'heure. Elle est ensuite retirée, lavée à l'eau distillée, séchée au papier Joseph, sans frotter.

Le polonium déposé sur cette lame est ensuite dosé dans une chambre d'ionisation 2π associée à un quartz piézoélectrique et à un électromètre à quadrants, par la méthode d'opposition. On déterminera le courant d'ionisation exprimé en UES connaissant la constante de la lame de quartz. De la valeur de ce courant d'ionisation on déduira la quantité de polonium déposée en microcuries sachant que :

— l'énergie des rayons α du Po est 5,3 MeV,

— il faut 35 eV pour créer une paire d'ions (la charge élémentaire

$$e = 4{,}77\ 10^{-10}\ \text{UES}),$$

— un microcurie émet $3{,}7\ 10^4$ rayons par seconde dans 4π.

L'activité de la lame sera ensuite mesurée au compteur (ch. IV, p. 118) pour vérifier qu'il ne s'est déposé qu'un faible pourcentage (que l'on indiquera) de la quantité de RaE initialement en solution.

CHAPITRE II

CHAMBRE D'IONISATION A IMPULSIONS

MESURE DE L'ÉNERGIE D'UN RAYONNEMENT

Il ne s'agit plus ici de détecter l'intensité globale de l'ionisation produite dans une chambre par une source radio-active intense, mais de mettre en évidence le passage dans la chambre d'une seule particule ionisante et ceci pour mesurer de faibles intensités ainsi que l'énergie de la particule.

Les chambres d'ionisation à « impulsions » ont la même structure que les chambres à « courants » mais elles sont munies d'un dispositif électronique qui transmet une fluctuation de charge chaque fois qu'un événement ionisant se produit dans la chambre. A cette fluctuation de la tension en fonction du temps V (t), on donne le nom d'« impulsion ». Les impulsions ont des formes variées, elles peuvent être positives ou négatives (fig. 70).

Comme l'ionisation laissée par une seule particule est très faible,

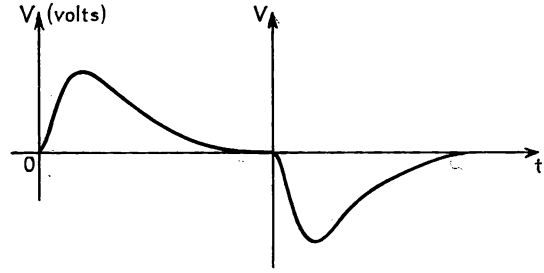


FIG. 70. — *Impulsions.*

l'impulsion, pour être enregistrée et sélectionnée doit être amplifiée. Dans la chambre elle-même il n'y a pas amplification $A_{int} = 1$, c'est à l'extérieur que l'amplification a lieu. Dans le compteur pro-

portionnel que nous étudierons plus loin (ch. IV, p. 133) l'amplification a lieu à l'intérieur de la chambre et aussi à l'extérieur.

I. — IMPULSIONS

Examinons d'abord plus en détail la migration des ions dans une chambre à électrodes planes parallèles.

L'ionisation primaire produit un ion + et un électron —; suivant que cet électron se recombinera avec une molécule neutre ou restera un électron libre nous aurons une chambre à « collection ionique » ou une chambre à collection « électronique ». Cette alternative dépend de la nature du gaz de remplissage de la chambre : avec l'air l'électron se fixe sur une molécule d'oxygène, avec de l'azote ou un gaz rare les électrons ne se recombinent pas. La forme de l'impulsion dépend précisément de la vitesse de collection des ions négatifs. La vitesse de déplacement des ions lourds est très variable, quelques cm/sec. jusque 10^3 cm/sec; celle des électrons est en général 1 000 fois plus grande. Pour un ion donné, sa vitesse dans la chambre est proportionnelle au champ électrique et inversement proportionnelle à la pression.

Soit V_0 le potentiel appliqué à l'électrode de la chambre; il est suffisamment élevé pour qu'il n'y ait pas de recombinaison des ions mais néanmoins assez petit pour qu'il n'y ait pas d'ionisation secondaire résultant de l'accélération des électrons dans le champ électrique, phénomène qui entraîne une amplification interne $A_{int} > 1$.

Ce sont les variations du potentiel de l'électrode collectrice en fonction du temps $V(t)$ que nous allons maintenant étudier.

A l'instant $t = 0$ n_0 paires d'ions se forment à une distance l de l'électrode collectrice.

On peut alors distinguer 2 temps dans la durée de collection des ions et électrons.

t_- temps mis par les électrons pour atteindre l'électrode positive initialement au potentiel V_0.

t_+ temps mis par les ions positifs pour atteindre l'électrode collectrice initialement à la masse.

Le mouvement des électrons et des ions positifs a pour effet d'élever le potentiel de l'électrode collectrice $V(t)$.

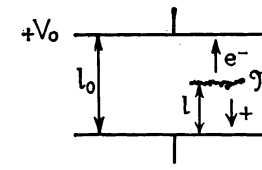


FIG. 71. — *Chambre d'ionisation à impulsions (principe).*

La vitesse des électrons étant 100 ou 1 000 fois plus grande que celle des ions positifs, $V(t)$ augmentera rapidement d'abord jusqu'à l'instant t_- et plus lentement ensuite jusqu'à l'instant t_+.

Si on écrit les équations traduisant la conservation de l'énergie d'un système isolé, on trouve les valeurs suivantes pour exprimer le potentiel de l'électrode collectrice, en fonction de la capacité C

de l'électrode collectrice par rapport à la masse et des distances l et l_0 (fig. 71).

$$V(t_-) = (\mathfrak{N}e/C)\ (1 - l/l_0)$$
$$V(t_+) = \mathfrak{N}e/C.$$

Ces valeurs montrent que si la hauteur du front raide de l'impulsion (collection électronique) dépend par l de l'endroit de la chambre où se sont formés les $\mathfrak{N}$ paires d'ions, la hauteur totale de l'impulsion (collection électronique + ionique) n'en dépend pas.

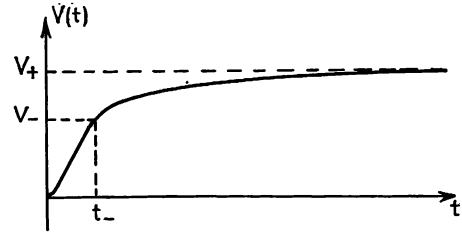


FIG. 72. — *Impulsion* RC ∞.

Par exemple, une particule α de 1 MeV ayant un parcours dans l'air de 0,5 cm, peut engendrer dans la chambre 30 000 paires d'ions, soit une charge :

$$Q = 30\,000 \times 1{,}6\ 10^{-19} = 4{,}8\ 10^{-15} \text{ coulomb.}$$

Si la trace de l'ionisation est parallèle aux électrodes et localisée au centre à 2 cm de celles-ci, on peut calculer les différentes grandeurs envisagées ci-dessus : on prendra pour vitesse des ions positifs 10^3 cm/sec et 10^6 cm/sec pour vitesse des électrons de sorte que :

$$t_- = 2/10^6 = 2\ 10^{-6} \text{ sec}$$
$$t_+ = 2/10^3 = 2\ 10^{-3} \text{ sec.}$$

Avec une capacité de 20 μμf, les variations de potentiel de l'électrode collectrice

$$V(t_-) = \frac{30\,000 \times 1{,}6\ 10^{-19}}{20.10^{-12}} \cdot \frac{1}{2} = 1{,}2\ 10^{-4} \text{ volt}$$

$$V(t_+) = \frac{30\,000 \times 1{,}6\ 10^{-19}}{20.10^{-12}} = 2{,}4\ 10^{-4} \text{ volt.}$$

On voit que les impulsions de tension sur l'électrode collectrice sont de très faible amplitude. Pour être utilisables, c'est-à-dire pour déclancher un autre signal, les impulsions doivent avoir une amplitude de 5 à 100 volts.

Examinons maintenant les différents facteurs qui donnent sa forme à l'impulsion.

Dans une chambre d'ionisation ordinaire, lorsque les charges ont été collectées sur l'électrode, elles sont évacuées à travers un conducteur et détectées par un appareil de mesure de courant. Un courant

électrique s'établit ainsi et correspond aux effets d'ionisation qui se succèdent dans la chambre (fig. 73 *a*).

Pour une chambre à impulsions le circuit reliant les deux électrodes comporte une résistance de forte valeur R et une capacité C (fig. 73 *b*).

Lorsque des ions sont créés par une particule α et arrivent sur

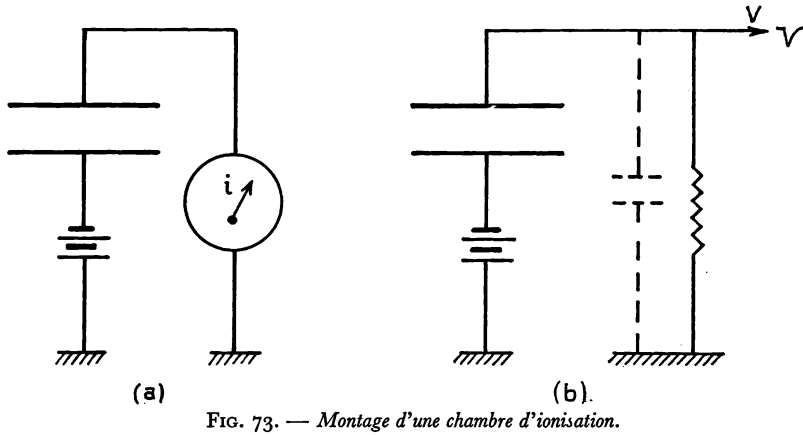


FIG. 73. — *Montage d'une chambre d'ionisation.*
a) Chambre à courant.
b) Chambre à impulsions.

l'électrode, la tension baisse, jusqu'à la collection complète, puis remonte par suite de la décharge à travers le circuit de résistance R et de capacité C. Le temps complet de ces phénomènes doit être révolu avant qu'une nouvelle particule α ne soit émise. On peut évaluer ce temps.

Si q est la quantité d'électricité accumulée à l'électrode collectrice et V la différence de potentiel entre les deux électrodes,

on a : $$q = CV = \int idt$$

et la loi d'ohm s'écrit $Ri + \frac{1}{C}\int idt = v$.

A chaque instant $R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0$, d'où l'on tire de façon classique

$$i = \frac{v}{R} e^{-\frac{t}{RC}}.$$

La chute de tension $V - V_0$ a atteint les 9/10 de son amplitude en un temps t_1 correspondant à $\text{Log } 1/10 = \frac{t_1}{RC}$ soit $t_1 = 2{,}3\ RC$.

La tension remonte ensuite pour reprendre sa valeur initiale par

suite de la décharge. Si V_0 était l'amplitude maximum on a

$$v = V_0 - \frac{1}{C}\int idt$$

à l'instant t, et on déduit encore

$$v = V_0\, e^{-\frac{t}{RC}}$$

Pour $t = RC$, la tension est remontée de V_0 à $v = 0{,}36\ V_0$.

RC qui est la constante de temps du circuit doit être supérieure au temps nécessaire pour recueillir sur l'électrode la charge q.

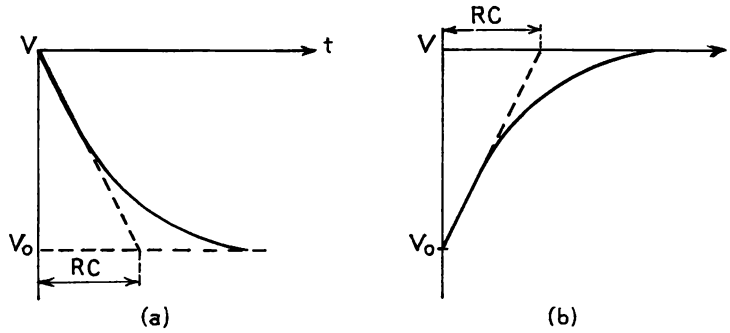


FIG. 74. — *Influence de RC.*

Par exemple pour $R = 10^9\omega$, $C = 20\ \mu\mu f$, $R.C = 2.10^{-2}$ sec est supérieur au temps de collection des ions positifs ($t_+ = 2.10^{-3}$ sec) (fig. 72, p. 78).

II. — DISPOSITIFS D'ANALYSE ET D'ENREGISTREMENT DES IMPULSIONS

a) AMPLIFICATEUR

A la sortie de la chambre, l'impédance est élevée en raison de la grande valeur de la résistance R à travers laquelle s'écoule la charge collectée Q. Pratiquement la liaison de l'électrode collectrice à l'amplificateur ne peut se faire par un simple câble blindé. Celui-ci présente sur sa longueur une capacité parasite non négligeable qui s'ajoute à la capacité d'entrée de l'amplificateur. Cette capacité est d'environ 100 micromicrofarads par mètre. La transmission correcte de l'impulsion exige que cette capacité soit chargée quasi instantanément. Il faut donc un *courant* instantané élevé. Comme l'impédance Z est liée à la tension et au courant i par la relation

$V = Zi$, il faut disposer d'une source d'impulsion à basse impédance. Aussi utilise-t'on un préamplificateur disposé immédiatement à la sortie de la chambre. Ce préamplificateur est un amplificateur à taux de contre réaction élevée. Il présente une impédance d'entrée

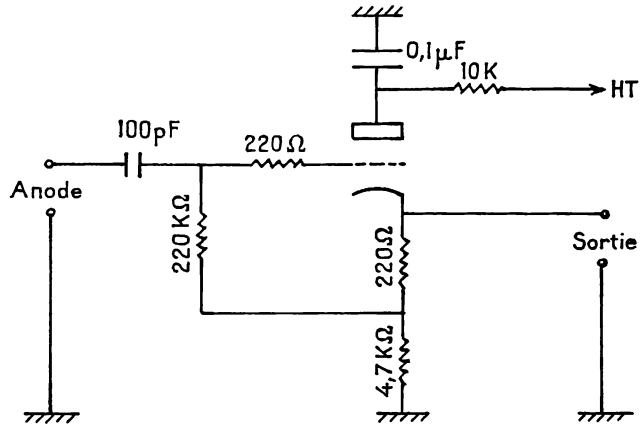


FIG. 75. — *Préamplificateur.*

élevée et une impédance de sortie faible. Son gain en tension n'est pas très grand (de l'ordre de 20 pour certains et inférieur à 1 lorsque le préamplificateur est à contre réaction totale) (fig. 75).

Par ailleurs, les impulsions ont un temps de descente très long,

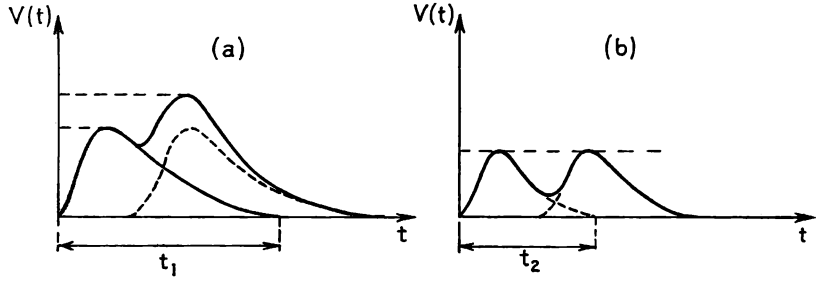


FIG. 76. — *Empilement d'impulsions.*

a) Avant dérivation.
b) Après dérivation.

ce qui peut entraîner un chevauchement des impulsions et gêner la mesure de leur amplitude.

A l'entrée de l'amplificateur une mise en forme des impulsions réduit leur largeur mais aussi un peu de leur amplitude (fig. 76 *b*).

L'amplificateur possède plusieurs étages d'amplification et un atténuateur permettant d'obtenir différents gains.

Le gain d'un amplificateur est le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée, il est généralement de l'ordre de 10 000. La bande passante d'un amplificateur est l'intervalle de fréquence où le gain est constant.

L'impulsion est caractérisée outre son amplitude par son temps de montée $\tau_{mont.}$ qui est défini de la façon suivante : durée entre les moments où l'impulsion atteint 10 % et 90 % de son amplitude maximum (fig. 77). Ce temps dépend en grande partie de la rapidité

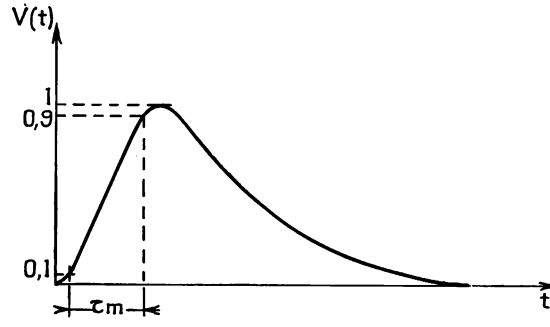


FIG. 77. — *Impulsion. Temps de montée.*

avec laquelle la charge Q est collectée. Le temps de montée est beaucoup plus grand pour les chambres à collection ionique que pour les chambres à collection électronique. Il est encore plus petit lorsque le détecteur est un photomultiplicateur.

Dans la chambre d'ionisation à impulsions comme d'ailleurs dans les compteurs proportionnels et les scintillateurs que nous étudierons par la suite (ch. IV). l'impulsion de sortie a une amplitude proportionnelle à l'énergie laissée par le rayonnement dans la partie utile du détecteur. Cette proportionnalité de la hauteur d'impulsion et de l'énergie incidente demeure après l'amplification.

Avec de tels détecteurs on peut effectuer en plus des mesures d'intensité, des mesures de distribution en énergie des différentes impulsions. Cette analyse s'effectue au moyen d'appareils appelés discriminateurs et sélecteurs.

b) DISCRIMINATEUR D'AMPLITUDE

A l'entrée de l'appareil arrivent des impulsions en provenance de l'amplificateur, ces impulsions ayant différentes amplitudes. Le rôle du discriminateur est de faire un choix dans ces impulsions d'entrée et de délivrer lui-même un signal standardisé chaque fois qu'il reçoit une impulsion dont l'amplitude est supérieure à un seuil

V_s (fig. 78). Le signal émis est capable d'actionner une échelle de comptage ou un numérateur, de sorte qu'en faisant varier le seuil V_s

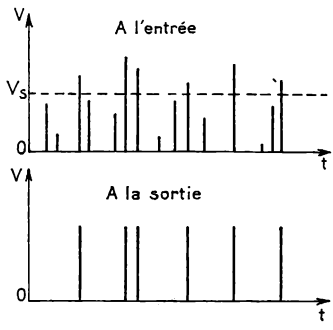


FIG. 78. — *Discriminateur d'amplitude (principe).*

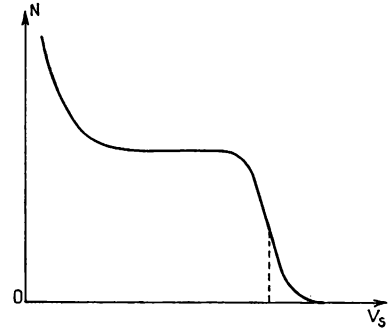


FIG. 79. — *Spectre intégral.*

on peut construire le spectre intégral des impulsions d'entrée : $N(V_s)$, (fig. 79).

Certaines échelles de comptage (échelle de 1 000) possèdent à l'entrée un tel discriminateur désigné seuil; il faut s'assurer avant d'entreprendre un comptage que ce seuil est suffisamment élevé pour ne pas compter des impulsions en provenance du bruit de fond de l'amplificateur.

c) SÉLECTEUR D'AMPLITUDE

Les impulsions à la sortie de l'amplificateur ont généralement des hauteurs variant entre 0 et 100 volts. Le but du sélecteur est de les classer suivant leur hauteur que nous désignerons V puisqu'on la mesure en volts.

Deux circuits électroniques vont assurer cette sélection : le discriminateur de seuil et le discriminateur de bande. Le discriminateur de seuil règlable par un potentiomètre, fixe la hauteur V_s minimum des impulsions que l'on désire enregistrer. Le discriminateur de bande règlable par un commutateur, fixe la valeur de l'intervalle ΔV (la largeur de bande), c'est-à-dire la hauteur $(V_s + \Delta V)$ maximum des impulsions qui entraîneront l'émission par le sélecteur d'un signal standardisé. — (Fig. 80).

La mesure alors effectuée pendant un temps t nous indique le nombre d'impulsions $N(V_s)$ dont la hauteur est comprise entre V_s et $V_s + \Delta V$ — spectre différentiel. — (Fig. 81).

En effectuant une série de mesures de façon à balayer complètement l'intervalle de 0 à 100 volts, on peut construire un histogramme qui traduira la distribution des amplitudes, c'est-à-dire la distribution des énergies quand on aura pratiqué un étalonnage pour savoir quelle énergie E de l'agent ionisant correspond à une ampli-

tude d'impulsion de V (volts). Pour cette question d'étalonnage de l'appareil voir ch. IV et p. 141 et 153.

Nous décrirons ici un sélecteur à 1 canal de largeur ΔV variable : 0,5 volt, 1 volt, 2 volts et 5 volts.

Les impulsions à l'entrée doivent avoir une hauteur comprise

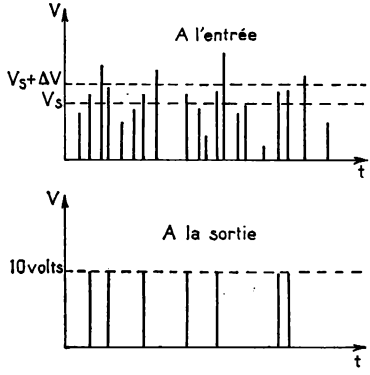


FIG. 80. — *Sélecteur d'amplitude (principe).*

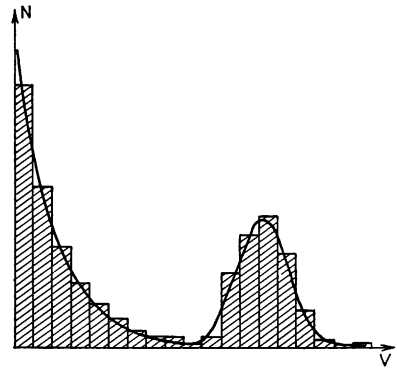


FIG. 81. — *Spectre différentiel.*

entre 0 et 100 volts. Un potentiomètre hélicoïdal à 10 tours permet de fixer le seuil de discrimination.

Deux cas peuvent se produire une fois fixés un seuil de discrimination V_s et une largeur de bande ΔV :

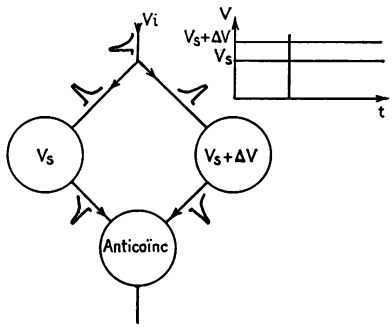


FIG. 82. — *Fonctionnement du sélecteur* $V > Vs + \Delta V$.

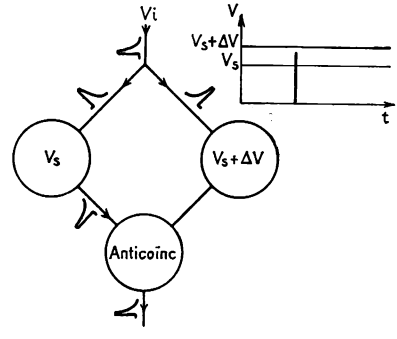


FIG. 83. — *Fonctionnement du sélecteur* $Vs < V < Vs + \Delta V$.

1er CAS. — L'impulsion d'entrée a une amplitude inférieure à V_s ou supérieure à $V_s + \Delta V$, par exemple prenons :

$$V_i > V_s + \Delta V$$

il sort alors une impulsion du discriminateur de seuil qui est déclanchée, de même pour le discriminateur de bande. Les deux impulsions attaquent alors un circuit d'anticoïncidences, lequel alors se trouvant bloqué ne délivre aucun signal de sortie (fig. 82).

2e Cas. — L'impulsion d'entrée V_i est telle que

$$V_s < V_i < V_s + \Delta V.$$

L'impulsion passe alors le discriminateur de seuil qui délivre un signal mais ne passe pas le discriminateur de bande.

Le circuit d'anticoïncidences ne recevant à l'entrée qu'un seul signal délivre une impulsion de sortie capable d'actionner une échelle (fig. 83).

Le temps de résolution d'un tel sélecteur d'amplitude est de 2 microsecondes.

d) ÉCHELLE DE COMPTAGE

Les échelles généralement utilisées sont des échelles de 1 000 pouvant recevoir à l'entrée des impulsions positives ou négatives de 0,1 volt à 20 volts ajustables par un potentiomètre (seuil) qui permet de n'enregistrer que les impulsions ayant plus d'une certaine amplitude. Il est important, avant de commencer une mesure de vérifier la place de ce seuil. Trop bas, il enregistre le bruit de fond des appareils et peut donner des taux de comptage d'une très grande irrégularité.

Le temps de résolution est aussi de 2 microsecondes, le dernier étage de comptage (unité de mille) est constitué par un numérateur dont le temps de résolution est de 1/20 sec.

Un bouton de contrôle permet de s'assurer du bon fonctionnement de l'échelle en permettant d'injecter dans le circuit de comptage 50 impulsions par sec.

EXPÉRIENCE II

1. — Mesure d'énergie des rayons α par chambre d'ionisation à impulsions.

CHAMBRE A COLLECTION ÉLECTRONIQUE

On a vu que la mobilité des électrons était bien supérieure à celle des ions. Il en résulte que le champ électrique nécessaire pour leur collection est beaucoup plus faible. On a un double intérêt à empêcher que les électrons produits par ionisation ne se combinent à des molécules neutres pour former des ions négatifs :

1° Le taux de comptage peut être plus élevé,

2° Le champ électrique nécessaire pour la saturation est plus faible.

On remplit donc la chambre d'un gaz tel que l'argon dans lequel les électrons restent libres. On a aussi intérêt à diminuer le plus possible le temps nécessaire pour recueillir l'électron et par conséquent à accroître sa mobilité. Celle-ci est proportionnelle au libre parcours moyen L, et inversement proportionnelle à la vitesse d'agitation des molécules du gaz, u. Cette vitesse d'agitation est elle-même d'autant plus grande que le potentiel d'excitation des molécules est plus élevé. Ainsi pour un électron d'une énergie E, de masse m, lorsque la pression de gaz est p, la vitesse de l'électron est donnée par : $v = \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{p} \cdot \frac{e}{m} \cdot L \cdot \frac{1}{u}$. Pour l'argon $v = 0{,}6\ 10^6$ cm/sec lorsque le parcours moyen est $9 . 10^{-2}$ cm. Si l'on ajoute un autre gaz non capteur d'électrons et dans lequel le libre parcours moyen est plus long, on augmente le libre parcours moyen dans le mélange. Par exemple pour CO_2 dont les niveaux d'excitation sont bas, $u = 7 . 10^7$ cm/sec et l'addition de 5 % de ce gaz augmente le libre parcours moyen $L = 30 . 10^{-2}$ cm. L'effet de CO_2 est donc finalement de diminuer le temps de montée des impulsions.

PHÉNOMÈNES D'INFLUENCE ÉLECTROSTATIQUE AU VOISINAGE DE L'ÉLECTRODE COLLECTRICE

Revenons sur les phénomènes produits dans la chambre au moment de l'émission de la particule alpha. Des ions positifs et des électrons sont créés tout le long de la trajectoire. Les électrons se déplacent

alors dans le champ électrique plus de mille fois plus vite que les ions positifs et sont collectés pratiquement avant que ces derniers aient bougé. En approchant de l'électrode collectrice, ces électrons créent une influence électrostatique qui va en croissant, si bien que la charge électrique commence à être recueillie avant même que les électrons ne frappent l'électrode. L'effet de charge dû aux ions positifs a tendance à contrebalancer celui des électrons de sorte que si seule

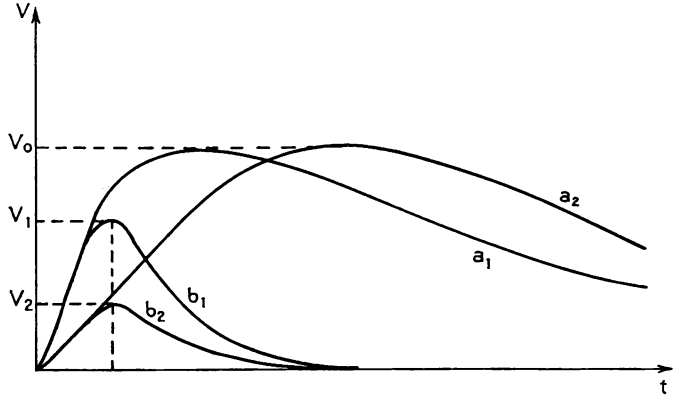


FIG. 84. — *Impulsions sur l'électrode collectrice.*

a) Avant dérivation.
b) Après dérivation.

la partie électronique de l'impulsion est utilisée, la charge totale collectée est plus faible que si les ions positifs et négatifs étaient entièrement collectés. Cet effet, qui dépend de la position de l'ion positif dans la chambre, peut avoir de graves inconvénients pour les déterminations d'énergie. Pour des rayons α émis dans diverses directions, *les variations dans l'affaiblissement des impulsions* peuvent conduire à des différences de hauteur d'impulsion (fig. 84). On pallie cet inconvénient, d'abord en plaçant l'électrode collectrice assez loin des trajectoires d'ionisation, ce qui diminue la charge d'espace. Ceci n'étant pas suffisant on procède à d'autres aménagements :

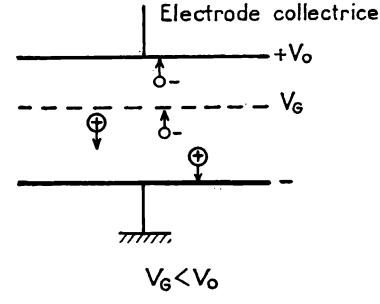


FIG. 85. — *Chambre à grille (principe).*

a) ***Chambres à boule.*** — L'influence électrostatique est diminuée en remplaçant l'électrode collectrice par une boule dont la capacité

est petite en raison de son faible rayon de courbure. Ainsi il n'y a presque pas d'influence même lorsque les charges sont très proches. En effet si on a une charge q à une distance r d'un point de la sphère, le champ varie en raison inverse de r^3, c'est-à-dire très rapidement. L'inconvénient d'une telle solution est que le champ électrique dans la chambre n'est pas uniforme et qu'il est faible près de l'électrode placée sous tension. On atteint cependant assez facilement la saturation en raison de la grande mobilité des électrons dans le gaz rare qui remplit la chambre.

b) ***Chambre à grille.*** — Une grille portée à un potentiel intermédiaire est placée devant l'électrode collectrice (fig. 85); elle a

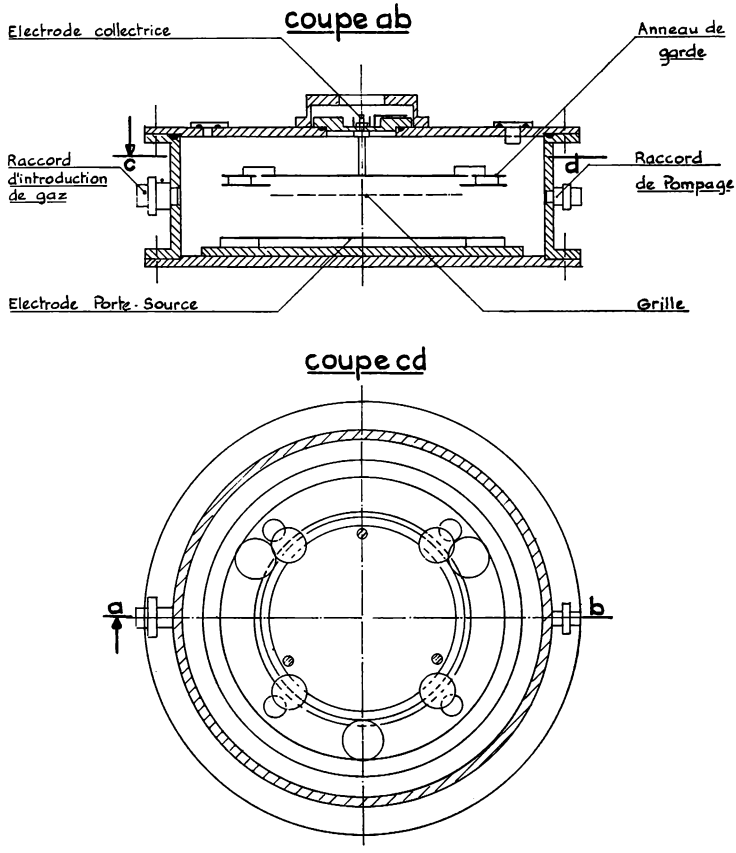


FIG. 86. — *Chambre à grille construction.*

pour rôle de protéger celle-ci des phénomènes d'influence dus aux

ions positifs produits entre l'électrode négative et la grille, là où les rayons α sont absorbés. Seuls les électrons ont assez de mobilité pour aller jusqu'à l'électrode collectrice, et le seul effet d'influence est celui des électrons après la grille. Celui des ions positifs est supprimé.

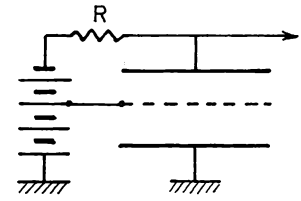


FIG. 87. — *Installation d'une chambre à grille.*

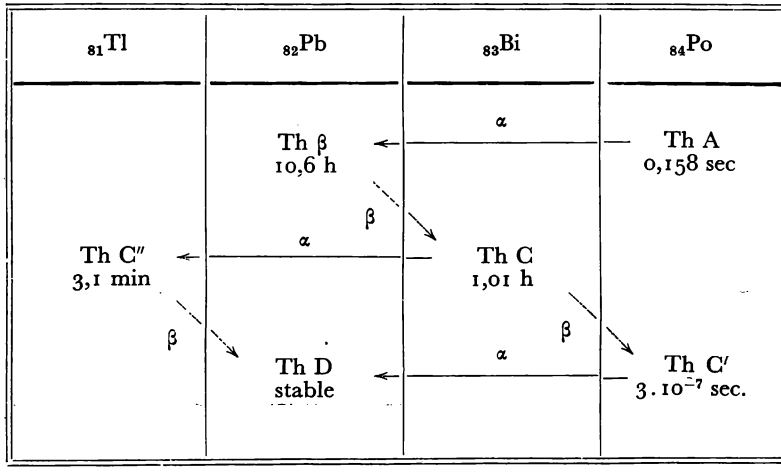
FONCTIONNEMENT DE LA CHAMBRE. — La chambre comprend deux flasques de laiton se fermant sur un cylindre au moyen de joints toriques étanches. L'une des flasques soutient l'électrode à la tension négative sur laquelle on place la source de rayons α. L'autre supporte l'électrode collectrice et la grille (fig. 86).

Après fermeture des flasques on fait le vide de façon à enlever toute trace d'air et de vapeur d'eau, on lave à l'argon en ouvrant les vannes reliées à une bouteille d'argon pur, puis on introduit 5 % de CO_2 et 95 % d'argon sous une pression de 2 atmosphères. On place l'électrode porte-échantillon sous 5 000 volts; les caractéristiques de la chambre sont alors les suivantes

$$R = 100\,000\ \omega, \qquad C = 50\ \mu\mu\ \text{farads};$$

champ électrique d'environ 1 000 volts par cm. Les mesures peuvent être faites soit au discriminateur d'amplitude (spectre intégral), soit au sélecteur (spectre différentiel).

TABLEAU DE FILIATION



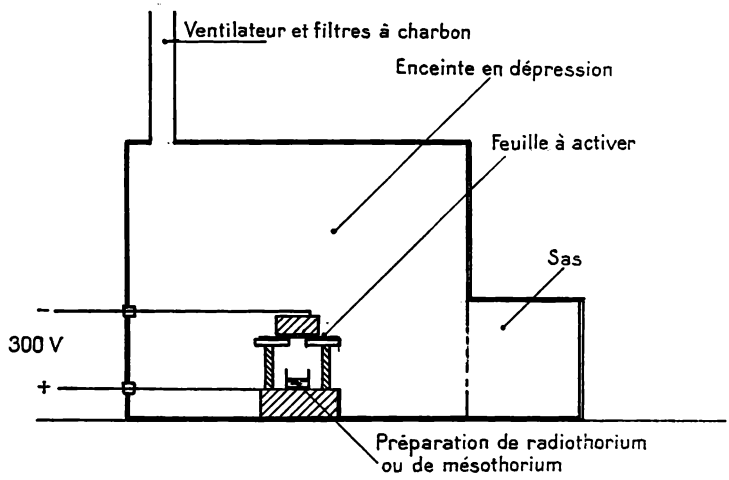


FIG. 88. — *Source de thoron et dépôt actif.*

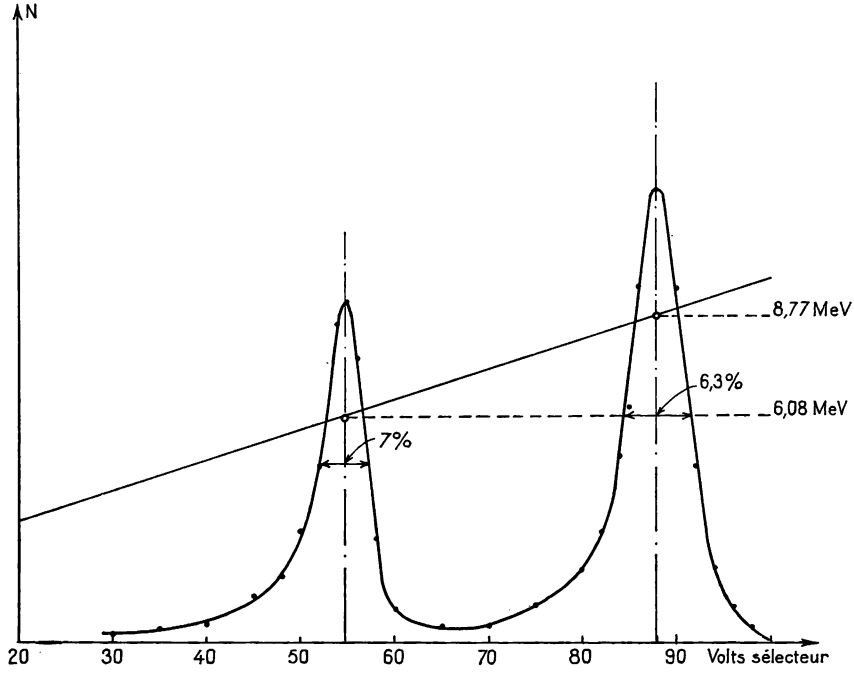


FIG. 89. — *Spectre α de* ThC + ThC'.

Expérience.

On introduira d'abord une lame de platine « activée » au thoron. Cette « activation » consiste à recueillir grâce à un champ électrique de 300 volts une partie du thoron émis par une source de radiothorium. (fig. 88). Le dépôt actif du thoron (Th A, Th B, Th C, C′ et C″) décrcît avec la période du thorium B (10,6 h) et les deux principaux émetteurs alpha qui proviennent de Th B sont le Th C et le Th C′.

On tracera le spectre des impulsions correspondant aux raies α de 6,05 MeV (Th C) et 8,78 MeV (Th C′). L'obtention de ces deux raies permet l'étalonnage en énergie de la chambre. On introduira ensuite une 2e source (Ionium ou Uranium 233) on établira le nouveau spectre puis on fixera l'énergie des rayons α d'après l'étalonnage fait avec le dépôt actif du thoron (fig. 89).

REMARQUE. — On trouvera au chapitre IV, p. 000, des indications sur la largeur des raies en fonction de l'énergie et sur leur représentation par une courbe de Gauss de la forme $P(E)\,dE = \frac{I}{\alpha\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\alpha}\right)^2} dE$, où E_0 est l'énergie du maximum du pic et α la largeur à une hauteur égale à $\frac{I}{e}$ de la hauteur totale.

PRINCIPAUX ÉMETTEURS ALPHA

Z	A	Symbole	T 1/2	E_α en MeV	Rapport d'embranchement	Préparation
83	211	Ac C	2,16 mn	6,62	84 %	Dépôt actif. actinon.
	212	Th C	60,5 mn	6,08	9 %	Dépôt actif thoron
				6,04	24 %	
84	210	Po	140 j	5,3		Dépôt radon ou Bi (n, γ)
	211	Ac C′	5.10^{-3} sec	7,43		Dépôt actif actinon
	212	Th C′	$2{,}6.10^{-6}$ sec	8,78		— thoron
	214	Ra C′	$1{,}5.10^{-4}$ sec	7,68		— radon
	218	Ra A	3,05 mn	6,0		— —
85	211	At	7,5 h	5,89	40,9 %	Spallation thorium
	215		10^{-4} sec	8,0		Filiation de ^{227}Pa de 38,3 mn
86	220	Tn	54,4 sec	6,28		Émanation thorium
	222	Rn	3,82 j	5,48		— radium
87	221	Fr	4,8 mn	6,3		^{229}Th → ^{225}Ra → ^{225}Ac → ^{221}Fr
88	222	Ra	38 sec	6,55		Filiation ^{230}U
	223	Ac X	11,7 j	5,71	50 %	Filiation ^{239}U — ^{231}Pa...
				5,60	24 %	

PRINCIPAUX ÉMETTEURS ALPHA (*suite*)

Z	A	Symbole	T 1/2	E_α en MeV	Rapport d'embranchement	Préparation
	224	Th X	3,64 j	5,68		
	226	Ra	1 622 ans	4,78		
89	225	Ac	10,0 j	5,8		^{229}Th — filiation
	227	Ac	21 ans	4,94	1,2 %	
90	226	Th	30,9 mn	6,3		Filiation ^{230}U
	227	Rd Ac	18,17 j	6,0		— Actin. 227
	228	Ra Th	1,91 an	5,4		— Th. 232
	229	Th	7 340 ans	5,02	10 %	
				4,85	70 %	
	230	Ionium	8.10^4 ans	4,68	76 %	
				4,61	24 %	
	232	Th	$1{,}39.10^{10}$ ans	4,0		
91	227	Pa	38,3 mn	6,46	85 %	
	231	Pa	$3{,}43\ 10^4$ ans	5,0		
92	230	U	20,8 j	5,8		
	232	U	74 ans	5,3		
	233	U	$1{,}62.10^5$ ans	4,82	83,5 %	
				4,77	14,9 %	
	234	U_{II}	$2{,}48.10^5$ ans	4,7		
	235	Ac U	$7{,}1.10^8$ ans	4,5	9 %	
				4,37	25 %	
				4,35	35 %	
				4,33	14 %	
	238			4,32		
93	237	U^I	$4{,}51.10^9$ ans	4,78	8 %	
94	236	Np	$2{,}2.10^6$	5,7		
	238	Pu	2,7 ans	5,5		
	239	—	86,4 ans	5,1		
	240	—	24 360 ans	5,1		
	242	—	6 580 ans	4,9		
95	241	—	$3{,}79.10^5$ ans	5,48		
	243	Am	458 ans	5,3		
96	240	Am	$7{,}95.10^3$ ans			
	242	Cm	26,8 j	6,25		
	243	Cm	162,5 j	6,1		
	244	—	35 ans	6,1		
	245	—	17,9 ans	5,8		
	246	—	8.10^3 ans	5,36		
		—	6 600 ans	5,37		

CHAPITRE III

LOIS DE PROBABILITÉ FLUCTUATIONS STATISTIQUES ET ERREURS

GÉNÉRALITÉS ET RAPPELS

Nous venons de voir comment se forme, à partir d'une désintégration nucléaire, c'est-à-dire à partir de l'émission d'un rayonnement ionisant, un signal — traduisant certaines caractéristiques de l'événement initial — et capable d'être sélectionné et enregistré.

La détection de ces signaux indique la réalisation d'événements qui sont, le plus souvent, des événements se produisant au hasard.

Avant de poursuivre l'étude des appareils de détection, il nous a semblé utile de consacrer un chapitre à ces problèmes de distribution d'événements aléatoires.

Si l'on fait plusieurs mesures pour atteindre la valeur x d'une grandeur X, on obtient une série de valeurs x_1, x_2, ... x_n qui ne sont pas identiques. Cette imprécision sur la vraie valeur de X peut provenir d'erreurs systématiques ou d'erreurs accidentelles. Alors que les premières résultent le plus souvent d'un appareillage défectueux, les secondes ont pour origine les très petites modifications qui ne manquent pas d'intervenir dans les conditions où s'effectue chaque mesure. Alors que les erreurs systématiques jouent toujours dans le même sens, les erreurs accidentelles dues à un grand nombre de causes, interviennent au hasard et introduisent des fluctuations dans les deux sens. Dans ce cas les valeurs observées x_i se distribuent autour d'une valeur x, la valeur moyenne de la grandeur X.

En physique nucléaire, lorsqu'on mesure l'intensité d'un rayonnement, on enregistre en fait un certain nombre d'événements : par exemple les désintégrations nucléaires qui se produisent dans une source de matière radioactive. Si l'on suppose éliminées les deux sources d'erreurs envisagées plus haut, on observera néanmoins une imprécision dans les mesures répétées. Celle-ci est d'abord due au fait que les événements que l'on détecte se produisent au hasard.

Le problème qui se pose à l'expérimentateur est alors le suivant : quelle est la probabilité $P(x)$ pour que le résultat d'une mesure effectuée sur la grandeur X soit x?

Avant de répondre à cette question, nous rappellerons quelques définitions et principes généraux relatifs à la théorie des probabilités.

Événement aléatoire : événement dont la réalisation ne peut être prévue. La réalisation de l'événement E peut être la sortie d'une boule blanche d'une urne contenant des boules blanches et des boules noires.

Probabilité d'un événement E *:* On fait N expériences, l'événement E se réalise N_E fois

$$P(E) = \frac{N_E}{N}.$$

Événement contraire de E *:* On peut le noter $\bar{E}$ c'est par exemple le tirage d'une boule noire lorsque E est défini : tirage d'une boule blanche

$$P(E) + P(\bar{E}) = 1.$$

Principe de symétrie: Tous les cas possibles sont également probables. Toutes les boules de l'urne ont la même chance d'être tirées.

Si au cours d'une expérience (tirage d'une boule) X possibilités peuvent se réaliser et si l'on fait n expériences il y a X^n cas possibles, la probabilité de chaque cas étant $\frac{1}{X^n}$.

EXEMPLE : X = 2 événement A et événement B
$n = 3$
nombre de cas possibles : 8
probabilité de chaque cas : 1/8

On peut représenter ainsi le résultat des 3 expériences :

A A A	A se réalise 3 fois.
A A B A B A B A A	A se réalise 2 fois.
A B B B A B B B A	A se réalise 1 fois.
B B B	A ne se réalise pas.

Si on cherche la probabilité pour que A se réalise 2 fois sans tenir compte de l'ordre de sortie, on voit que celle-ci est 3/8 soit $3\left(\frac{1}{8}\right)$. Le nombre de combinaisons possibles est donné par le coefficient

$$C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!}$$

de la formule du binôme.

Événement réalisé de plusieurs manières : Dans l'exemple ci-dessous l'événement E à savoir : A (2 fois) B (1 fois) peut se réaliser de

3 manières différentes s'excluant mutuellement, chacune ayant la probabilité 1/8 de se réaliser, $P(E) = \frac{3}{8}$.

D'une façon générale si $P(E_i)$ est une probabilité partielle de réalisation de E

$$P(E) = \Sigma P(E_i).$$

Événement supposant la réalisation de 2 *événements* E_1, E_2

1) E_1 et E_2 sont indépendants : $P(E) = P(E_1) . P(E_2)$
2) E_1 et E_2 ne sont pas indépendants : $P(E) = P(E_1) . P(E_2/E_1)$

$P(E_2/E_1)$ probabilité pour que E_2 se réalise alors que E_1 s'est déjà réalisé.

Loi de probabilité : Une variable aléatoire X à la suite d'une série de *n* expériences prend les valeurs :

$$x_1\ x_2\ x_3\ \ldots\ x_i\ \ldots\ x_n$$

Chacune de ces valeurs a une certaine probabilité de se réaliser :

$$P(x_1), \qquad P(x_2), \qquad P(x_3) \ldots P(x_i), \ldots P(x_n).$$

L'ensemble des valeurs x_i, $P(x_i)$ définit une loi de probabilité : la loi de probabilité de la valeur *x*.

Espérance mathématique de X : E(X) *ou x* :

E(X) est la valeur probable ou la valeur moyenne de X
$E(X) = P(x_1)\ x_1 + P(x_2)\ x_2 + \ldots\ E(X) = \Sigma P(x_i)\ x_i.$

Écart de X : Z $\qquad Z = X - E(X)$ ou $Z = x - \bar{x}$.

La valeur moyenne de l'écart de X est nulle :

$$E(Z) = 0 \qquad \text{ou} \qquad (\overline{x - \bar{x}}) = 0.$$

Fluctuation de X : C'est l'espérance mathématique du carré de l'écart.

$$E(Z^2) = E[X - E(X)]^2.$$

Écart quadratique moyen ou écart type : σ

$$\sigma = \sqrt{E(Z^2)}.$$

Moment d'ordre k d'une variable aléatoire X : m_k

application :

$$m_k = E(X^k)$$
$$m_0 = 1$$
$$m_1 = E(x) = \bar{x}$$
$$E(Z^2) = m_2 - m_1^2.$$

Pour connaître la probabilité P (x) pour qu'une mesure effectuée sur X donne la valeur x, il faut savoir quelle est la loi de probabilité de la variable aléatoire X.

I. — LOI DE DISTRIBUTION BINOMIALE

Une urne contenant N boules dont :

N_b boules blanches
N_n boules noires.

Événement A (sortie d'une boule noire) probabilité de A :

$$a = \frac{N_n}{N}.$$

Événement B (sortie d'une boule blanche) probabilité de B :

$$b = \frac{N_b}{N}.$$

On effectue n expériences (tirage d'une boule) et à chaque fois on remplace la boule tirée dans l'urne de façon à ne pas changer sa composition et par là les probabilités a et b.

Probabilité pour que A se réalise n fois :

$$P(A_n) = a^n.$$

Probabilité pour que B se réalise n fois :

$$P(B_n) = b^n.$$

Probabilité pour que A se réalise m fois et B $(n - m)$ fois sans tenir compte de l'ordre des réalisations :

$$P(A_m, B_{n-m}) = C_n^m a^m b^{n-m}.$$

En d'autres termes la probabilité d'avoir sorti après n tirages m boules noires est

$$\boxed{P_{(m)} = C_n^m a^m b^{n-m}}$$

$C_n^m = \dfrac{n!}{m!(n - m!)}$ est le nombre de combinaisons de n objets pris m à m.

Puisque $b = 1 - a$

$$P(m) = \frac{n!}{(n - m)!m!} a^m (1 - a)^{n-m}.$$

Calcul des moments m_1 et m_2 :

$$m_1 = \mathrm{E}(X) = \Sigma \frac{n!}{(n-m)!m!} a^m (1-a)^{n-m} m$$

$$m_1 = na.$$

$$m_2 = n^2a^2 + nab.$$

Fluctuation $\mathrm{E}(Z^2)$:

$$\mathrm{E}(Z^2) = m_2 - m_1^2 = \mathrm{nab}.$$

Écart type σ :

$$\sigma = \sqrt{\mathrm{nab}}.$$

A partir de cette loi binomiale on peut définir deux autres lois de probabilité. Il faut pour cela introduire des hypothèses supplémentaires qui limiteront la validité de ces nouvelles lois.

1) Si le nombre d'expériences n est grand vers quelle valeur limite tend la probabilité $\mathrm{P}(m)$?

2) Que devient la loi binomiale $\mathrm{P}(m)$ si l'une des probabilités a est très petite sans que n soit très grand ?

II. — LOI DE GAUSS

Si n est très grand : $n! = n^n e^{-n} \sqrt{2\pi n}$ ou en logarithme :

$$\mathrm{Log}\, n! = \left(n + \frac{1}{2}\right) \mathrm{Log}\, n + \log \sqrt{2}\,\pi - n$$

on pose : $(m - \overline{m}) = t\sqrt{n}$ c'est-à-dire $m = na + t\sqrt{n}$ et l'on exprime $\mathrm{P}(m)$ sous la forme $\mathrm{Log\ P}(m)$:

$$\mathrm{Log\ P}(m) = -\frac{1}{2} \mathrm{Log}\, 2\pi\, \mathrm{nab} - \frac{t^2}{2ab} + \frac{t^3}{\sigma\sqrt{n}}\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right) - \frac{t}{2\sqrt{n}}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right) + \ldots$$

Si n est très grand, comme on le suppose afin de pouvoir appliquer la formule de Stirling pour le calcul de $n!$, alors les termes en $t^3/\sqrt{n}$ et $t/\sqrt{n}$ sont négligeables

$$\mathrm{Log\ P}(m) = -\frac{1}{2} \mathrm{Log}\, (2\pi\, \mathrm{nab}) - \frac{t^2}{2ab}$$

et la valeur limite de $\mathrm{P}(m)$ lorsque l'on pratique un très grand nombre

d'expériences est :

$$\text{Lim de } P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\, nab}}\, e^{-\frac{t^2}{2ab}}$$

par ailleurs $\sqrt{nab} = \sigma$ $\quad na = \overline{m}$ (valeur moyenne de m)

$$t^2 = \frac{(m - \overline{m})^2}{n}.$$

Finalement : $\text{Lim } P(m) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{(m-\overline{m})^2}{2\sigma^2}}$ que l'on exprime généralement :

$$\boxed{P(x)\, dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{(x-\overline{x})^2}{2\sigma^2}}\, dx}$$

$P(x)\, dx$ étant la probabilité pour que le résultat d'une expérience donne pour la variable aléatoire X *une valeur comprise entre x et $x + dx$.*

III. — LOI DE POISSON

Comment peut on exprimer la loi binomiale lorsque n n'est pas très grand et que la probabilité a est très petite?

On part de l'expression $P(m) = C_n^m a^m (1 - a)^{n-m}$ en écrivant les termes comme ils se présentent dans le développement du binome en remplaçant $(1 - a)^{n-m}$ par $(1 - a)^n/(1 - a)^m$

$$P(m) = \frac{n(n-1)\ldots(n-m+1)}{m!(1-a)^m}\, a^m (1-a)^n$$

$$P(m) = \frac{na(na-a)\ldots(na-(m-1)a)}{m!(1-a)^m}\, (1-a)^n$$

$na = \overline{m}$ si a est très petit on peut négliger a devant na. D'autre part

$$(1-a)^m \sim 1 \qquad \text{et} \qquad \left(1 - \frac{\overline{m}}{n}\right)^n \to e^{-\overline{m}}.$$

Finalement : $\boxed{P(m) = \frac{\overline{m}^m}{m!}\, e^{-\overline{m}}}$

$P(m)$ étant la probabilité pour que le résultat d'une expérience sur la variable aléatoire M *donne la valeur m.*

IV. — MESURE DE DÉSINTÉGRATIONS

En radioactivité la probabilité de désintégration d'un noyau excité est, par unité de temps :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \text{ (}\tau\text{, vie moyenne de l'état excité, ch. VI, p. 164).}$$

En radioactivité γ la vie moyenne de l'état excité est environ 10^{-12} sec. λ est donc très grand.

En radioactivité β on observe des périodes de plusieurs jours voir même de plusieurs années, λ est alors très petit ($T = 22$ ans $\lambda \simeq 10^{-9}$).

La loi binomiale s'exprimait :

$$P(m) = \frac{n!}{(n-m)!\, m!}\, a^m\, (1-a)^{n-m}$$

a étant la probabilité pour qu'une réalisation donne un objet du type M (par exemple probabilité d'avoir une boule noire).

$(1-a)$ étant la probabilité de réaliser l'événement contraire.

n étant le nombre de réalisations ou d'objets tirés,

m étant le nombre d'objets d'un type donné M obtenu à partir des réalisations précédentes.

Dans le langage des lois de désintégration nous avons les équivalences suivantes :

$a \to 1 - e^{-\lambda t}$ probabilité pour qu'un atome se désintègre dans le temps t.

Le nombre d'atomes présents au temps t dans une source radioactive caractérisée par N_0 atomes radioactifs au temps $t = 0$ est :

$$N(t) = N_0\, e^{-\lambda t}.$$

La probabilité pour un atome radioactif de ne pas se désintégrer dans le temps t est donc :

$$\frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

La probabilité a pour qu'un atome se désintègre dans le temps t est par suite

$$a = (1 - e^{-\lambda t}).$$

$n \to N_0$ nombre d'atomes radioactifs contenus dans la source sur laquelle on effectue une mesure.

$m \rightarrow$ nombre d'atomes s'étant désintégrés dans le temps t.

$$\boxed{P(m) = \frac{N_0!}{(N_0 - m)!\, m!} (1 - e^{-\lambda t})^m (e^{-\lambda t})^{N_0 - m}.}$$

Cette expression de $P(m)$ est directement déduite de la loi binomiale et ne comporte aucune hypothèse simplificatrice.

Pourtant si $\lambda t \ll 1$ ou encore $\frac{t}{\tau} = \frac{0{,}693\ t}{T}$ très petit, alors

$$e^{-\lambda t} \simeq 1 - \lambda t;$$

nous sommes dans les conditions qui conduisent de la loi binomiale à la loi de Poisson.

La valeur moyenne $\bar{m} = na$ devient ici $\bar{m} = N_0 \lambda t$ puisque

$$a = 1 - e^{-\lambda t} = 1 - 1 + \lambda t \text{ soit } \lambda t.$$

Finalement la probabilité $P(m)$ pour que m atomes radioactifs se désintègrent dans le temps t est donné par

$$\boxed{P(m) = \frac{(N_0 \lambda t)^m}{m!} e^{-N_0 \lambda t}.}$$

V. — REPRÉSENTATION D'UNE DISTRIBUTION DE GAUSS

Il suffit de connaître la valeur moyenne $\bar{x} = na$; laquelle est aussi la valeur la plus probable,

$\sigma = \sqrt{nab} = \sqrt{na(1 - a)}$ si a est petit devant 1 alors $\sigma = \sqrt{\bar{x}}$.

D'autre part $\int_{-\infty}^{+\infty} P(x)\, dx = 1$.

La distribution peut alors se représenter comme l'indique la figure 90. Lorsque la courbe $P(x)$ est normalisée, un certain nombre de grandeurs caractérisent cette distribution :

$$\text{la hauteur maximum } h_0 = 1/\sigma\sqrt{2\pi}$$

et les hauteurs pour lesquelles les 1/2 largeurs ont les valeurs suivantes :

$\sigma \rightarrow 0{,}6\ h_0$

$\sigma\sqrt{2 \operatorname{Log} 2} \rightarrow h_0/2$ (largeur à mi hauteur : $\Gamma = 2{,}354\ \sigma$)

$\sigma\sqrt{2} \rightarrow h_0/e$

$2\sigma \rightarrow 0{,}135\ h_0$.

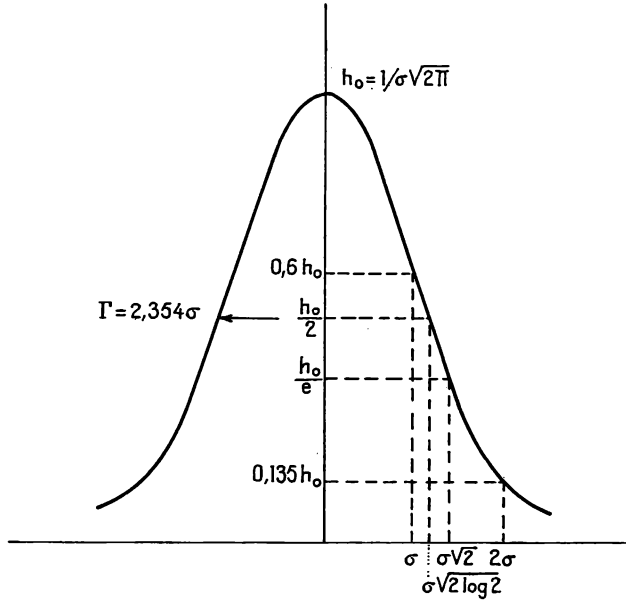


FIG. 90. — *Distribution de Gauss.*

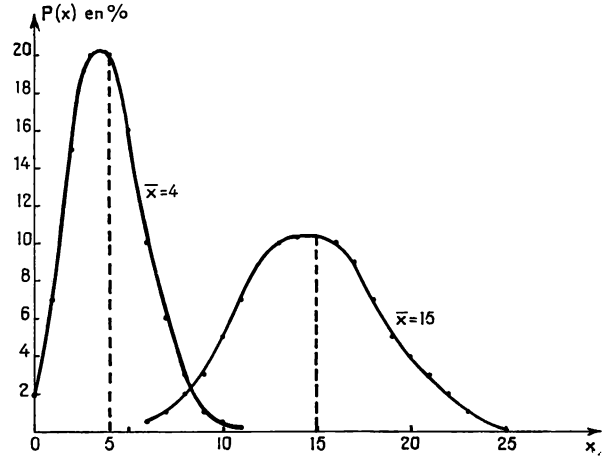


FIG. 91. — *Distribution de Poisson* $\bar{x} = 4$ *et* $\bar{x} = 15$.

VI. — REPRÉSENTATION D'UNE DISTRIBUTION DE POISSON

Contrairement à la distribution de Gauss, la distribution de Poisson n'est pas symétrique; la valeur la plus probable est plus petite que la valeur moyenne $\bar{x}$. Le tableau ci-contre donne la probabilité $P(x)$ d'obtenir la valeur x quand la valeur moyenne est $\bar{x}$. La figure 91 représente deux distributions de Poisson pour $\bar{x} = 4$ et $\bar{x} = 15$.

VII. — PRÉCISION DES MESURES

Lorsque nous effectuons une mesure d'intensité de rayonnement, nous enregistrons par minute un nombre N d'impulsions. L'expérience montre que si nous effectuons une seconde mesure dans les mêmes conditions, nous obtiendrons pour la grandeur mesurée une autre valeur N'. On pourrait, en répétant la mesure un grand nombre de fois, construire la distribution des valeurs de N_i et obtenir la valeur moyenne $\overline{N}$, ce qui serait une excellente mesure. En fait, sauf dans des cas particuliers sur lesquels nous reviendrons, on effectue une seule mesure N et il est alors important de savoir quelle erreur on commet en prenant N comme valeur moyenne.

Si l'on reprend la distribution de Gauss, la probabilité $P(\Delta)\, d\Delta$ qu'une déviation soit entre Δ et $\Delta + d\Delta$ est :

$$P(\Delta)\, d\Delta = \frac{2}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma}} d\Delta$$

$\Delta = (\overline{N} - N)$; $\sigma = \sqrt{\overline{N}}$. Quand N est grand $\Delta \ll \overline{N}$ et $\sigma \simeq \sqrt{\overline{N}}$.

TABLEAU VIII

PROBABILITÉ D'AVOIR UNE DÉVIATION Δ DÉFINIE PAR RAPPORT A σ.

$\frac{\Delta}{\sigma}$	0,6745	1	$\sqrt{2 \log 2}$	$\sqrt{2}$	2	3
$P(\Delta > \sigma.)$ ...	0,500	0,317	0,242	0,158	0,0455	0,0027
$P(\Delta < \sigma.)$ ...	0,500	0,683	0,758	0,842	0,9545	0,9973

Le facteur 2 vient du fait que Δ peut être positive ou négative. Le tableau ci-dessus donne la probabilité $P(\Delta)$ pour que la valeur

TABLEAU VII

Distribution de Poisson.

Fréquence théorique P(x) d'observation d'un nombre x de coups pour différentes valeurs de la moyenne $\bar{x}$ (en pourcent).

$\bar{x}$ \ x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
4	2	7	15	20	20	16	10	6	3	1	0,50	0,2												
5	0,7	3	8	14	18	18	15	10	7	4	2	0,8												
6	0,2	2	4	9	13	15	16	14	10	7	4	2	1	0,5	2									
7	0,1	1	2	5	9	13	15	14	13	10	7	5	2	1	0,7									
8		0,3	1	3	6	9	12	14	14	12	10	7	5	3	2	1	0,5	0,2						
9			0,5	2	3	6	9	12	13	13	12	10	7	5	3	2	1	0,5						
10				0,7	2	4	6	9	11	13	13	11	9	7	5	3	2	1	0,7					
11				0,4	1	2	4	6	9	11	12	12	11	9	7	5	4	2	1	0,2				
12						1	3	4	6	9	10	11	11	11	9	7	5	4	3	2	1	1	0,3	
13						0,7	2	3	5	7	9	10	11	11	10	9	7	6	4	3	2	1	1	0,4
14							0,8	2	3	6	7	8	10	11	11	10	9	7	6	4	3	2	1	1
15							0,5	1	2	3	5	7	9	10	10	10	10	9	7	5	4	3	2	1

absolue de la déviation soit plus grande ou plus petite qu'une quantité Δ définie par rapport à la déviation standard σ.

La figure 92 montre la signification de ces probabilités pour quelques valeurs de Δ.

DIFFÉRENTES ERREURS UTILISÉES DANS L'EXPRESSION D'UN RÉSULTAT :

a) $\boxed{N \pm 0{,}674\sqrt{N}}$ « *erreur probable* » ou « *erreur médiane* ».

On voit que la probabilité d'une erreur plus grande que $0{,}674\ \sigma$ est de 50 %, c'est-à-dire qu'il y a autant de chance d'obtenir des déviations supérieures qu'inférieures à cette valeur.

$$0{,}674\ \sigma = 0{,}674\sqrt{N}$$

est appelée « erreur probable » ou « erreur médiane ».

b) $\boxed{N \pm \sqrt{N}}$ « *déviation standard* ».

Enfin, on choisit parfois la déviation standard $\sigma = \sqrt{N}$ pour caractériser la précision statistique de la mesure. Dans ce cas $\frac{\Delta}{\sigma} = 1$. La probabilité de trouver une erreur inférieure en valeur absolue à $\sqrt{N}$ est de 0,684.

c) $\boxed{N \pm \sqrt{2N}}$ « *précision* ».

Si l'on prend par contre $\Delta/\sigma = \sqrt{2}$, $\Delta = \sqrt{2N}$, on obtient une probabilité de 0,843 que le résultat soit compris entre $N - \sqrt{2N}$ et $N + \sqrt{2N}$. $\sqrt{2N}$ est appelé la « précision » de la mesure.

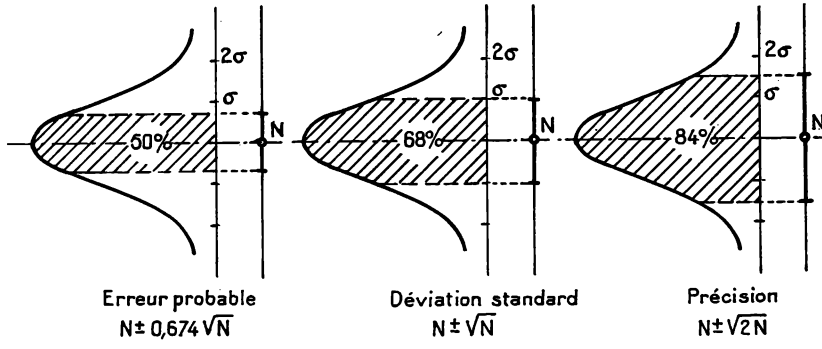


FIG. 92. — *Différentes erreurs.*

REMARQUES : Lorsque l'on effectue une mesure d'intensité on compte sur l'échelle N impulsions par minute le résultat sera trans-

crit sous la forme : $N \pm \sqrt{N}$ si on prend la « déviation standard » ou $N \pm \sqrt{2N}$ si on prend la «précision».

C'est généralement cette dernière erreur que l'on indique, on a alors 85 % de chance pour que la valeur moyenne $\overline{N}$ se trouve dans l'intervalle ainsi choisi.

Par exemple : une mesure de 1 min donne $N = 840$ on porte 840 ± 41. Si on veut plus de précision sur la mesure on a deux possibilités : *a*) Faire une mesure plus longue, *b*) Répéter *n* fois la mesure.

a) Une mesure de 10 min effectuée sur la même grandeur donnera $8\,584 \pm 131$ d'où $N \pm 858 = 13$. La barre d'erreur est devenue 3 fois plus petite.

b) On fait 10 mesures de 1 min. Si on additionne les mesures on retrouvera un résultat semblable au précédent. L'avantage de cette seconde méthode est qu'elle permet un contrôle de la distribution des 10 valeurs.

Cette dernière remarque est surtout valable lorsque le taux de comptage est faible.

Cette éventualité se présente parfois dans des mesures de coïncidence (ch. VIII, p. 201). Si le nombre de coïncidences enregistré par minute est $N = 5$, pour avoir une erreur de 2 % sur le résultat,

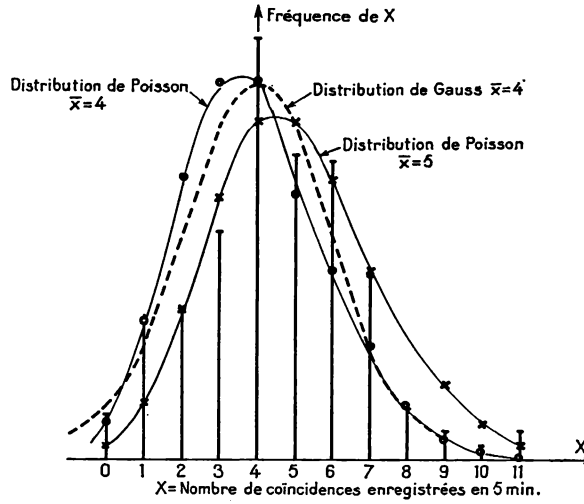

Fréquence de X
Distribution de Poisson x̄=4
Distribution de Gauss x̄=4
Distribution de Poisson x̄=5
X
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11
X= Nombre de coïncidences enregistrées en 5 min.

FIG. 93. — *Distribution expérimentale (coïncidences).*

il faut compter 5 000 coïncidences c'est-à-dire faire une expérience de 1 000 mn soit 16 h 40 min. Dans ces conditions le problème se

pose de savoir si les événements enregistrés ont bien une distribution de Poisson (ou de Gauss) ? En effet durant une mesure longue, des perturbations externes ou internes peuvent soit bloquer le comptage pendant un certain temps soit au contraire délivrer des impulsions parasites. Dans les deux cas la précision de 2 % est illusoire puisque l'on ne peut savoir s'il y a eu, ou non, perturbation pendant l'expérience.

Pour lever cette incertitude il faut relever le comptage toutes les 5 min par exemple et construire la distribution des 200 mesures afin de pouvoir la comparer avec la distribution théorique (fig. 93).

EXPÉRIENCES III

1. — Distribution binomiale. Jeu de dés.
2. — *a*) Distribution de Poisson. Mesure du mouvement propre.
   b) Distributions de Gauss. Mesure de l'intensité d'une source radioactive.

L'expérience III.2 nécessite l'usage d'un compteur Geiger-Müller et ne devra être réalisée qu'après l'étude de ce type de détecteur (ch. IV, p. 111) et la réalisation de l'expérience IV.1.

Deux autres expériences, où interviennent les fluctuations statistiques, peuvent être réalisées : l'une sur la largeur des raies photoélectriques dans les expériences de mesure d'énergie avec les compteurs à scintillations; l'autre sur les fluctuations de parcours des particules lourdes chargées dans les émulsions nucléaires.

Ces questions seront traitées aux ch. IV. 3, ch. V, et ces expériences intégrées aux expériences IV.6 et IV.7 pour la première et V.1 pour la seconde.

EXPÉRIENCE III.1 : *Distribution binomiale. Jeu de dés.*

Disposant d'un jeu de 8 dés on peut chercher la probabilité pour qu'au cours d'un jet on sorte : 0 as, 1 as, 2 as ... 8 as.

On peut faire le calcul à partir de l'expression de la loi binomiale : $P_m = C_n^m \, a^m \, b^{m-m}$.

EXEMPLE: Quelle est la probabilité pour obtenir 3 as avec un jet de 8 dés: a est la probabilité d'avoir 1 as avec 1 dé $a = 1/6$, $b = 1 - a$, $b = 5/6$. La probabilité que a sorte 3 fois et b 5 fois est

$$a^3 b^5 = (1/6)^3 \, (5/6)^5.$$

Si l'on ne tient pas compte de l'ordre de sortie :

$$P \text{ (3 as)} = C_8^3 \, (1/6)^3 \, (5/6)^3 = 56 \, (1/6)^3 \, (5/6)^5 \simeq 0{,}1.$$

Quand on aura calculé les 9 probabilités on fera l'expérience en effectuant un minimum de 100 jets.

On comparera alors les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques (fig. 94).

On peut renouveler l'expérience avec un jeu de 3 dés puis avec un jeu de

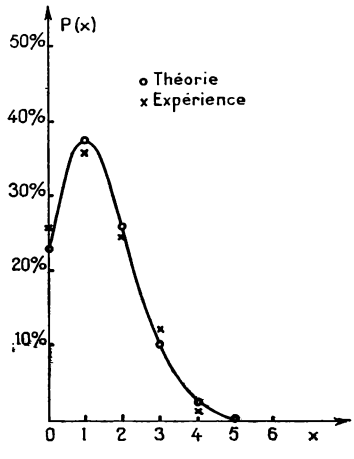


FIG. 94. — *Comparaison. Expérience-théorie, jeux de* 8 *dés.*

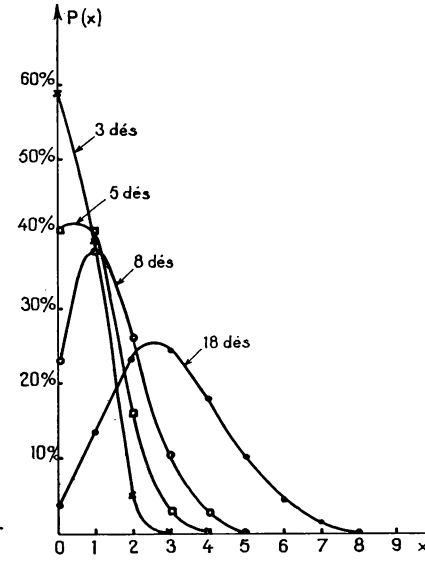


FIG. 95. — *Courbes théoriques, jeux de* 3, 5, 8, 18 *dés.*

18 dés. On remarquera le déplacement de la valeur la plus probable (fig. 95).

EXPÉRIENCE III.2 : *a) Distribution de Poisson. Mesure du mouvement propre.*

Mouvement propre.

La tension convenable étant appliquée au compteur (expérience IV.1), on constatera que même en l'absence de toute substance radioactive visible, le système de numération fonctionne.

Ce phénomène — qui porte le nom de mouvement propre — est dû en partie au rayonnement cosmique qui, malgré les protections de plomb, pénètre dans le compteur, et en partie aux poussières radioactives que l'on rencontre toujours dans un laboratoire où l'on travaille avec des radio-éléments naturels. Avant de faire une mesure d'intensité sur une source radioactive, il faut déterminer le mouvement propre du dispositif de comptage. On le déterminera pour l'installation en faisant une mesure de 10 minutes.

L'étude du mouvement propre d'un compteur Geiger-Müller permet de mettre en évidence de façon simple la loi de Poisson et de calculer ses paramètres fondamentaux : la moyenne $\bar{x}$ et la déviation standard σ ou encore désignée : écart étalon.

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x}{x!} e^{-\bar{x}}.$$

Distribution de Poisson.

Suivant l'intensité du mouvement propre, on choisira le temps t de durée de la mesure afin de pouvoir utiliser le tableau de la page 103. On détermine alors dans cet intervalle de temps le nombre de coups dus au mouvement propre et les mesures seront poursuivies jusqu'à ce que l'on possède 100 valeurs de x.

On calcule la fréquence de chaque valeur particulière de x. On construit alors un tableau sur le modèle du tableau de valeurs théoriques et un graphique comme l'indique la figure 96. Sur le graphique, on porte en plus des valeurs expérimentales de $P(x)$ les valeurs théoriques pour 2 valeurs de $\bar{x}$ encadrant si possible la valeur $\bar{x}_{exp}$. L'accord entre la théorie et l'expérience est d'autant meilleur que le nombre d'observations est plus élevé.

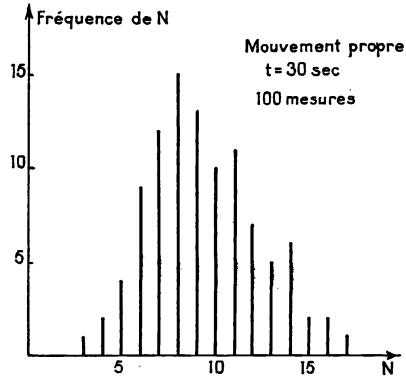


FIG. 96. — *Mouvement propre d'un compteur* G-M.

Tableau et graphique peuvent se résumer par deux chiffres, paramètres statistiques fondamentaux de la distribution observée; ces deux chiffres permettent de condenser complètement la masse des 100 observations. Le premier paramètre est la moyenne $\bar{x}$ obtenue en divisant le nombre total N_T d'impulsions par le nombre d'intervalles, soit 100. Le second paramètre, qui complète le premier, est la déviation standard σ.

La déviation standard sur N_T est $\sqrt{N_T}$. Comme la mesure du mouvement propre est répétée 100 fois, la déviation standard sur la valeur moyenne $\bar{x}$ sera donnée par: $: \sigma = \sqrt{\frac{\bar{x}}{100}}$.

Le résultat de la mesure s'exprimera :

$$\frac{N_T}{100} \pm \frac{\sqrt{N_T}}{100} \quad \text{ou encore} \quad \bar{x} \pm \sqrt{\frac{\bar{x}}{100}} \text{ c'est-à-dire } \bar{x} \pm \sigma.$$

On ne peut réduire l'incertitude statistique qu'en augmentant le nombre de mesures, c'est-à-dire le nombre total de coups comptés.

EXPÉRIENCE III.2 : *b) Distribution de Gauss. Mesure de l'intensité d'une source radioactive.*

Si $\bar{x}$ est grand nous avons vu qu'en utilisant la formule de Stirling pour exprimer $x!$, on obtient une nouvelle loi de distribution (distribution de Gauss).

$$P(x)\,dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} dx.$$

On répétera la manipulation précédente en utilisant une source donnant environ 600 à 800 coups/min.

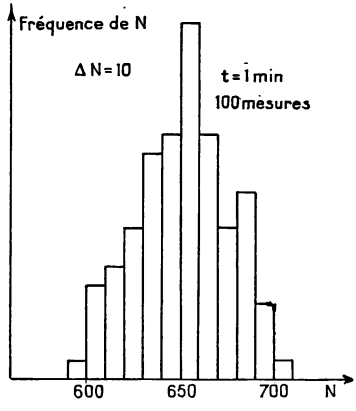


FIG. 97. — *Intensité d'une source.*

On effectuera une série de mesures de 10 ou 20 sec.

Rappelons que P (x) dx donne la probabilité pour que le résultat d'une mesure soit compris entre x et $x + dx$. On fixera donc la valeur de dx pour construire l'histogramme, par exemple $dx = 5$. On établira un tableau de la distribution expérimentale P (x) dx en fonction de x et on construira l'histogramme (fig. 97).

A partir des données fournies page 101 sur la représentation d'une distribution de Gauss, on construira sur l'histogramme, la courbe théorique correspondant à la valeur moyenne $\bar{x}$ obtenue en additionnant les résultats de la série de mesure.

REMARQUE : A l'avenir il faudra exprimer le résultat d'une mesure d'intensité $N \pm \sqrt{2N}$, N étant le taux de comptage observé. Les barres d'erreur seront portées pour les points expérimentaux traduisant le résultat d'une expérience.

CHAPITRE IV

COMPTEURS

L'étude des compteurs proportionnels et Geiger-Muller fait logiquement suite à l'étude des chambres d'ionisation à impulsions. L'amplitude de l'impulsion de sortie étant proportionnelle à l'énergie laissée par la particule dans le volume utile de la chambre, il est possible d'établir la distribution en énergie du rayonnement incident.

Dans le cas de la chambre d'ionisation à impulsions, l'amplification s'effectuait à l'extérieur de la chambre par l'intermédiaire du préamplificateur et de l'amplificateur. Le gain à l'intérieur de la chambre était égal à l'unité : $A_{int} = 1$.

Ici, dans les compteurs proportionnels et G-M il y a une amplification à l'intérieur même du détecteur, celle-ci est obtenue en élevant le potentiel d'une des électrodes au-dessus du potentiel de saturation. Chez ces deux types de compteurs nous avons $A_{int} > 1$.

Compteur proportionnel et compteur G-M sont constitués par une chambre d'ionisation cylindrique, les électrodes étant d'une part la paroi cylindrique de la chambre, d'autre part un fil central axial porté à un potentiel positif.

Le gaz à l'intérieur de la chambre étant de l'Argon ou du Krypton, les ions positifs, formés au cours de l'ionisation primaire, se déplacent vers la paroi cylindrique du compteur, les électrons vers le fil central. Quel que soit le gaz remplissant le compteur et sa pression, si une particule chargée y pénétrant perd toute son énergie dans le volume utile du compteur où le champ électrique est bien défini, nous pouvons retrouver une valeur du potentiel pour laquelle le compteur fonctionnera en chambre d'ionisation à impulsions ($A_{int} = 1$) (fig. 98). Si partant de cette situation on augmente la différence de potentiel entre les électrodes, les électrons qui se dirigent vers le fil central sont alors accélérés et leur énergie cinétique devient suffisante pour engendrer de nouvelles excitations et ionisations, celles-ci secondaires, c'est le phénomène désigné « avalanche ».

A chaque électron primaire va alors correspondre γ électrons secondaires; l'impulsion recueillie sera donc γ fois plus grande, mais le facteur γ étant constant, la proportionnalité, qui dépend du nombre d'ions primaires, est conservée. Ce facteur de multipli-

cation interne d'un compteur proportionnel est très variable : $10 < \chi < 10^5$. Il représente le gain intérieur $A_{int} \equiv \chi$.

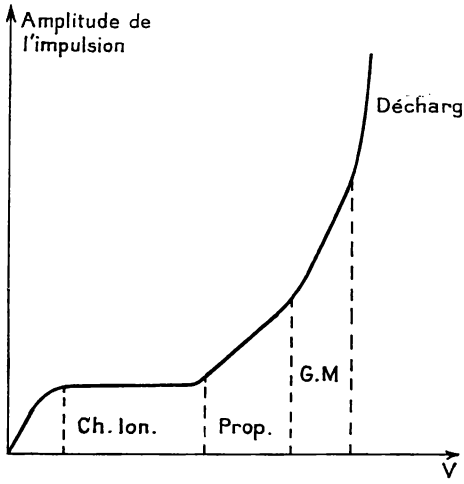


FIG. 98. — *Différentes régions de fonctionnement d'une chambre d'ionisation.*

Lorsque l'on continue d'augmenter le potentiel du fil central un nouveau phénomène prend naissance qui conduit à une région de non proportionnalité. Toutes les impulsions délivrées par le compteur ont sensiblement la même hauteur, quel que soit le nombre d'ions primaires formés. On dispose alors d'un compteur capable de détecter le passage d'une particule mais ne pouvant fournir de renseignement sur son énergie; c'est le compteur Geiger-Müller.

La figure 98 résume ces différentes possibilités.

Dans un compteur Geiger-Müller, le potentiel appliqué au fil central est tel que l'avalanche n'est pas seulement radiale, mais se propage ensuite le long du fil sur toute sa longueur, on dit que le fil brûle. Le nombre d'électrons collectés dans un tel processus est alors sensiblement constant. Le brûlage du fil consomme un nombre d'électrons proportionnel à sa longueur et très grand par rapport au nombre d'électrons mis en jeu dans l'avalanche radiale.

Dans un compteur à scintillations, le volume gazeux où la particule ionisante perdait son énergie est remplacé par un milieu — liquide ou solide — doué de propriété de luminescence (ch. IV, p. 142). L'énergie dissipée dans ce milieu sous forme d'excitation et ionisation des molécules, est réémise sous forme de photons du spectre visible ou ultraviolet. On n'aura pas à collecter les ions comme dans les compteurs proportionnels et Geiger-Müller mais les scintillations lumineuses. Le nombre de ces scintillations sera, ici encore, proportionnel à l'énergie perdue par la particule dans le milieu luminescent. Le compteur à scintillation, comme le compteur proportionnel, permet de détecter les particules ionisantes et les photons tout en mesurant leur énergie.

Si au début, on se contentait d'observer visuellement dans un microscope la scintillation produite par une particule, depuis 1947 le microscope a été remplacé par un photomultiplicateur, dispositif qui convertit en charges électriques, c'est-à-dire en impulsions, les scintillations lumineuses.

Le cristal, qui peut être de différentes natures suivant les particules ou rayonnements que l'on se propose de détecter, a des dimensions qui doivent être fonction de l'énergie du rayonnement incident. Il faut que le rayonnement soit totalement absorbé dans le volume du cristal. Ce dernier est relié à la photocathode du photomultiplicateur, soit par simple collage, soit par l'intermédiaire d'un conduit de lumière en plexiglass si la géométrie de l'expérience l'exige.

L'énergie d'excitation est convertie dans le cristal en photons de longueur d'onde comprise entre 3 000 et 5 000 Å. Ces photons résultent de la décroissance d'états excités des atomes et molécules, leur émission décroît exponentiellement, la vie des états excités étant de l'ordre de 10^{-8} sec.

Ces photons de luminescence sont émis dans toutes les directions. Sur la photocatode ils arrachent des électrons, lesquels sont accélérés par le potentiel appliqué entre la cathode et la première dinode. Ces photo-électrons engendrent sur la première dinode une émission électronique secondaire et ce phénomène se reproduit à chaque étage du photomultiplicateur (fig. 128, p. 144). Une avalanche d'électrons parvient ainsi sur la plaque collectrice après une multiplication par un facteur pouvant varier entre 10^6 et 10^9, le facteur d'amplification dépendant de la tension appliquée au phototube.

Bien que l'étude du compteur proportionnel fasse logiquement suite à l'étude de la chambre d'ionisation à impulsions, nous commencerons par présenter le compteur Geiger-Muller qui ne réclame pas un dispositif expérimental compliqué.

On peut effectuer avec ce détecteur un grand nombre d'expériences de physique et de chimie, expériences qui ne nécessitent que des mesures d'intensité.

I. — COMPTEUR GEIGER-MULLER

Caractérisé par le fait que la grandeur de l'impulsion délivrée est indépendante du nombre d'ions formés dans l'ionisation primaire, le compteur G-M est utilisé pour la détection des particules sans discrimination d'énergie, pour une mesure de l'intensité d'une source radioactive. Dans le compteur Geiger le nombre d'électrons collectés par le fil n'est plus fonction du nombre d'ions primaires. Il croît cependant avec le potentiel du fil central jusqu'à ce que se produise le phénomène de décharges entretenues.

Le processus d'avalanche peut en effet être entretenu par le fait qu'un ion positif revenant vers la cathode avec assez d'énergie peut, si son accélération est suffisante, y arracher un électron lequel engendrera une nouvelle avalanche.

On peut classer les compteurs G-M en deux groupes selon les moyens utilisés pour couper la décharge.

1) Compteurs auto-coupeurs.

2) Compteurs non-autocoupeurs.

Les compteurs auto-coupeurs sont remplis d'un mélange du gaz principal dans lequel se forment les ions et d'un second gaz appelé gaz auto-coupeur qui présente les deux propriétés suivantes : il doit avoir un potentiel d'ionisation et des niveaux d'excitation inférieurs à ceux du gaz principal. Il doit pouvoir se dissocier facilement et transformer ainsi l'énergie cinétique des ions en énergie chimique. Par exemple on ajoute à l'argon de l'alcool. Le potentiel de l'Argon est de 15,7 volts, et celui de l'alcool 11,5. Quand les ions Argon reviennent vers la cathode, ils rencontrent des molécules d'alcool, les ionisent par transfert d'énergie et les ions alcool se dissocient facilement en radicaux libres et ions secondaires sans énergie. Ainsi la décharge sur la paroi se fait sans arracher un nouvel électron.

On voit que les molécules du gaz auto-coupeur se détruisent et que le compteur finit par mal fonctionner après un grand nombre d'avalanches.

On peut remplacer l'alcool par du chlore ou un halogène. La coupure de Cl_2 conduit à deux atomes Cl qui se recombinent ensuite en redonnant le chlore. Le compteur se régénère.

Dans les compteurs non auto-coupeurs, on coupe la décharge en abaissant le voltage appliqué au fil ou en le renversant par l'intermédiaire d'un circuit extérieur.

a) FORME DE L'IMPULSION FOURNIE PAR UN COMPTEUR G-M

Le schéma de principe est le suivant (fig. 99).

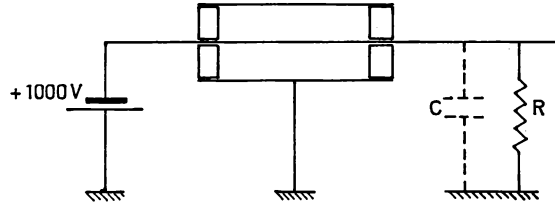


FIG. 99. — *Installation* G.M (*principe*).

Une haute tension positive est appliquée sur le fil du compteur. La coque est à la masse

La forme de l'impulsion dépend de la valeur de RC (fig. 100).

Alors que le temps de collection des électrons est de l'ordre de grandeur d'une microseconde, le temps mis par les ions positifs est considérablement plus long 100 à 500 μ sec.

b) TEMPS MORT ET TEMPS DE RECOUVREMENT D'UN COMPTEUR G-M

Durant le déplacement de la gaine des charges positives, le potentiel autour du fil est considérablement abaissé de sorte qu'une par-

ticule ionisante pénétrant dans le volume utile du compteur n'entraînera pas le processus de l'avalanche.

Pendant un certain temps le fil du compteur ne donnera aucune impulsion (temps mort τ_m), ce temps est de l'ordre de 10^{-4} sec.

Au bout de ce temps le champ électrique tend à reprendre sa valeur normale, le passage d'une particule dans le compteur engendre alors une impulsion dont la hauteur tendra avec le temps vers l'amplitude normale. Cet intervalle de temps est désigné temps de recouvrement τ_r. C'est donc au bout du temps $\tau_m + \tau_r$ que le compteur G-M retrouve ses conditions initiales.

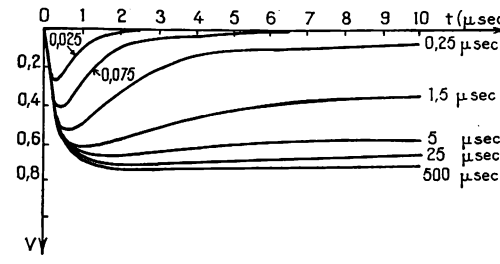


FIG. 100. — *Influence de* RC *sur la forme de l'impulsion.*

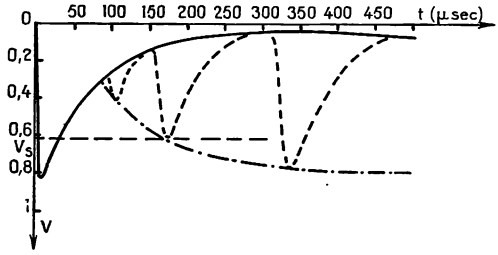


FIG. 101. — *Temps mort.*

On peut observer à l'oscillographe la figure 101 et déterminer les ordres de grandeur pour le temps de montée et pour le temps mort.

Ce temps de résolution très grand des compteurs G-M exclut les mesures avec des taux de comptage élevés et oblige souvent à faire des corrections.

D'après le seuil de discrimination V_s du système de numération utilisé à la sortie du préamplificateur, on peut définir un temps de résolution τ, très voisin du temps mort, pendant lequel le compteur ne compte plus. Il y a donc lieu de définir un facteur de pertes

$$f(\tau) = \frac{\text{N (compté)}}{\text{N (vrai)}}.$$

Pendant un temps N (compté) $\times\ \tau$ le compteur est insensible. On a donc perdu, si N (vrai) est le nombre de particules ayant traversé le volume utile du compteur par unité de temps :

$$N_v - N_c = N_v\,(N_c\tau)$$

d'où l'on déduit :

$$\boxed{f(\tau) = 1 - N_c\tau.}$$

c) PLATEAU D'UN COMPTEUR G-M

La hauteur de l'impulsion à la sortie du compteur varie entre quelques volts et quelques dizaines de volts. Cette hauteur sera fonction du potentiel appliqué au fil central (fig. 98, p. 112) mais si on porte le taux de comptage N en fonction de ce potentiel V, il existe une zone où N est indépendant de V ou en dépend très peu, c'est le « plateau »; il commence au seuil Geiger V_G. Au-dessus du seuil de comptage V_0 on trouve une étroite région (zone de proportionnalité) où N croît très vite avec V.

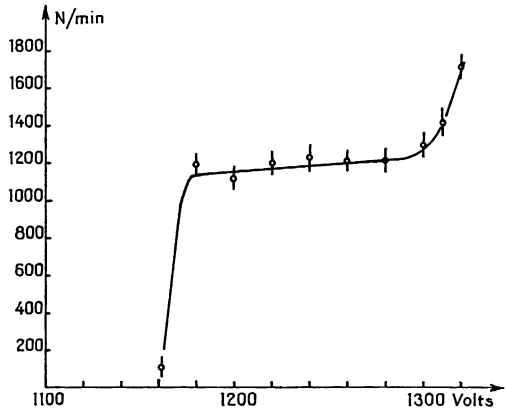
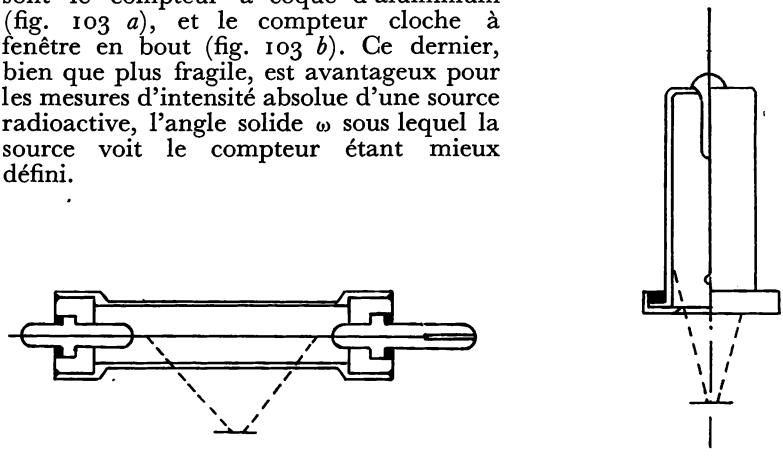


FIG. 102. — *Plateau d'un compteur* G.M.

Le « plateau » est caractérisé par sa pente égale au rapport $\frac{\Delta N}{N}$ pour une variation de 100 volts (fig. 102).

Il existe plsuieurs types de compteurs G-M; les plus courants sont le compteur à coque d'aluminium (fig. 103 *a*), et le compteur cloche à fenêtre en bout (fig. 103 *b*). Ce dernier, bien que plus fragile, est avantageux pour les mesures d'intensité absolue d'une source radioactive, l'angle solide ω sous lequel la source voit le compteur étant mieux défini.



a *b*

FIG. 103. — *Différents types de* G-M.

d) MESURE DE L'INTENSITÉ D'UNE SOURCE RADIOACTIVE

Lorsqu'un compteur enregistre N événements en provenance de la source, il nous faut relier N à l'intensité N_0 du rayonnement primaire issu de la source et lié par conséquent au nombre de désintégrations. Le taux de comptage N est déjà corrigé du mouvement propre.

Dans le cas d'un rayonnement homogène de nature bien définie on peut écrire en première approximation :

$$N = N_0 \omega \rho.$$

ω est l'angle solide sous lequel la source « voit » le volume utile du compteur $\omega = \sin^2 \alpha/2$ (fig. 103 *b*).

ρ est le rendement du compteur dans la détection du rayonnement considéré

$$\rho = T.\varepsilon.$$

T est la transmission de la fenêtre et de l'air interposé entre la source et le compteur;

ε est l'efficacité du compteur pour le rayonnement détecté ($\varepsilon \simeq 1$ pour les électrons, $10^{-3} < \varepsilon < 10^{-2}$ pour un rayonnement X ou γ).

En fait l'expression rigoureuse de N est plus complexe :

$$N = N_0 \omega T.\varepsilon.f(\tau).f(m_0).f(m_s)$$

$f(\tau)$ est le facteur de perte déjà étudié.

$f(m_0)$ traduit l'influence de la diffusion en arrière des électrons par le support de source dont la masse superficielle est m_0.

$f(m_s)$ traduit l'influence de la masse superficielle m_s de la source — rétrodiffusion — autodiffusion et auto absorption.

Ces différents facteurs seront étudiés dans les expériences qui vont suivre.

EXPÉRIENCES IV (I)

1. — Caractéristiques du compteur G-M:
   a) pente du plateau,
   b) temps mort.
2. — Mesure d'intensité :
   a) retrodiffusion des électrons,
   b) autoabsorption. Mesure en couches épaisses du ^{32}P dans le phosphomolybdate d'ammonium.
3. — Enrichissement en U-X. d'une solution d'uranium (séparation U-UX).
4. — Chromatographie sur résine échangeuse d'ions (séparation ^{24}Na — ^{42}K).

EXPÉRIENCE IV.1: *Caractéristiques du compteur G-M.*

Le compteur, convenablement protégé des rayonnements extérieurs, est alimenté par une haute tension stabilisée.

Un préamplificateur fournit une impulsion capable de déclencher le système de numération, échelle de 100 ou de 1 000 (fig. 104).

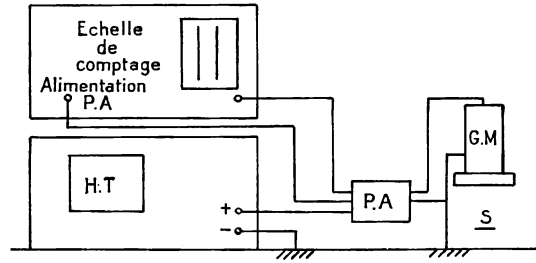


FIG. 104. — *Installation de comptage* G.M.

a) **Relation entre le nombre N d'événements détectés et la tension V appliquée au compteur.**

La source radioactive étant disposée d'une façon bien définie dans le voisinage du compteur, le nombre d'impulsions enregistrées par minute est fonction de la tension V appliquée entre les électrodes.

Il faut un certain voltage V_0 pour que le compteur commence à compter. Si le compteur est en bon état, il existe un voltage V_G à partir duquel le nombre d'impulsions enregistrées N varie très peu avec la tension V (seuil Geiger). Cette région est désignée « plateau »; pour être correcte, elle doit

s'étendre sur une centaine de volts au moins, et présenter une pente inférieure à 1 pour 100.

La pente étant égale au rapport $\frac{\Delta N}{N}$ pour une variation de tension de 100 volts.

En utilisant une source d'oxyde d'urane, par exemple, on construira la courbe N en fonction de V (volts) en faisant varier V de 20 volts en 20 volts (fig. 102, p. 116).

On déterminera le seuil Geiger V_G et la pente du plateau. On se placera ensuite vers le milieu du plateau Geiger pour effectuer les mesures suivantes.

b) **Méthodes pour déterminer exprimentalement le temps τ.**

Si on dispose d'une source radioactive très intense et dont la période est relativement courte (5 à 15 mn) on peut mesurer au compteur la décroissance de l'activité. La décroissance $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ (ch. VI, p. 164) étant une exponentielle, en coordonnées semi-logarithmiques on aura une droite sauf si au début, à cause du taux de comptage élevé les pertes sont importantes (fig. 105).

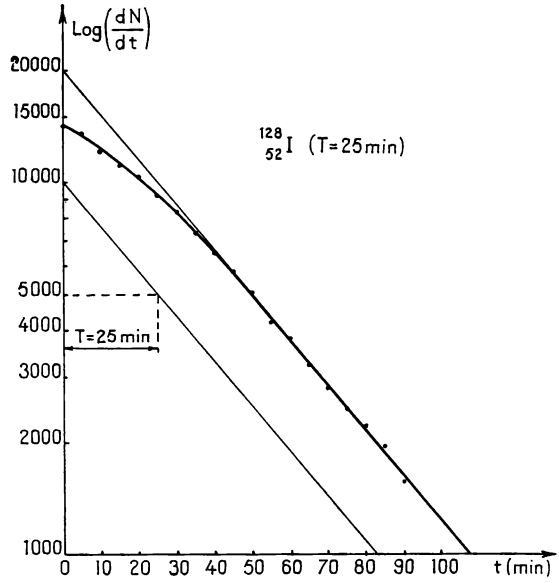


FIG. 105. — *Mesure du temps mort* (décroissance).

En portant le nombre de coups enregistrés par minute ou par 15 sec. en fonction du temps on obtiendra une courbe dont les écarts avec la droite de décroissance permettent d'atteindre le facteur de perte $f(\tau)$ et le temps de résolution τ du compteur G-M.

Une autre méthode consiste à préparer un jeu de sources d'oxyde d'urane dont les intensités vont en croissant. On réalise ces sources à partir de rondelles de plexiglass de 4 mm d'épaisseur, percées au centre d'un trou de diamètre d_i (1 mm $< d_i <$ 12 mm). Dans ce trou, en sandwich entre 2 feuilles de scotch, on tasse le plus uniformément possible, l'oxyde d'urane.

On dispose ainsi d'une série de sources en couche épaisse dont l'intensité est proportionnelle à la surface $S_i = \frac{\pi d_i^2}{4}$ (cf. : Autoabsorption, exp. IV 2 *b*, p. 123).

L'expérience consiste à porter le taux de comptage N_i en fonction de la surface de la source S_i. S'il n'y a pas de pertes, on a : $N_i = KS_i$. Si l'intensité devenant grande le temps mort introduit une perte de comptage, alors l'expérience donne $N_i' < N_i$ (fig. 106). La différence $N_i - N_i'$ permet d'atteindre l'ordre de grandeur de la valeur du temps mort τ.

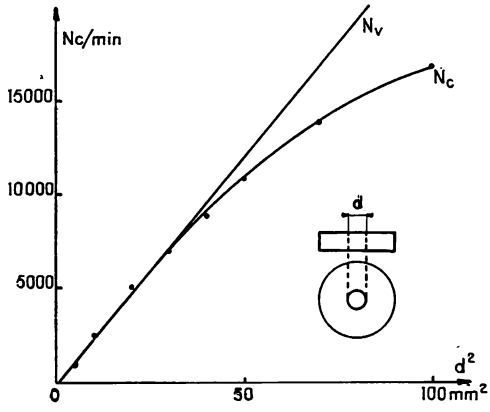


FIG. 106. — *Mesure du temps mort* (sources de surface croissante).

Dans la méthode dite « d'addition de sources » on compare les taux de comptage N_1 et N_2 de deux sources S_1 et S_2 à l'intensité N_{12} obtenue lorsque les 2 sources sont additionnées ($S_1 + S_2$).

Si (MP) est le mouvement propre du compteur en l'absence de toute source, un développement mathématique conduit à l'expression suivante du temps mort :

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{12} - (MP)}{N_{12}^2 - N_1^2 - N_2^2}.$$

EXEMPLE : $N_1 = N_2 = 10\,000$ (MP) négligeable
$N_{12} = 18\,600$

$$\tau = \frac{1\,400}{(3{,}46\text{-}2)\,10^8} \sim 10^{-5} \text{ sec.}$$

Dans cette dernière méthode, les sources (^{32}P par exemple) doivent être préparées sur film mince de formvar ou de LC 600 afin que l'addition des 2 sources n'oblige pas à des corrections d'absorption.

REMARQUE : La première méthode est plus précise. On peut utiliser des sources de ^{128}I (T = 25 min) que l'on peut préparer avec une grande activité.

Si on en a la possibilité on comparera les résultats fournis par différentes méthodes.

EXPÉRIENCE IV.2: *Mesure d'intensité.*

a) Rétrodiffusion.

Si on dispose en-dessous d'une source radioactive β déposée sur un film de formvar ($f m_0$) = 1) une plaque d'un matériau de masse superficielle (m) et de numéro atomique (Z), le taux de comptage N du compteur est fonction de la distance (d) de la plaque à la source, de (m) et de (Z).

Par suite de la diffusion multiple des électrons dans la plaque, certains,

initialement dirigés dans une direction opposée au compteur reviennent

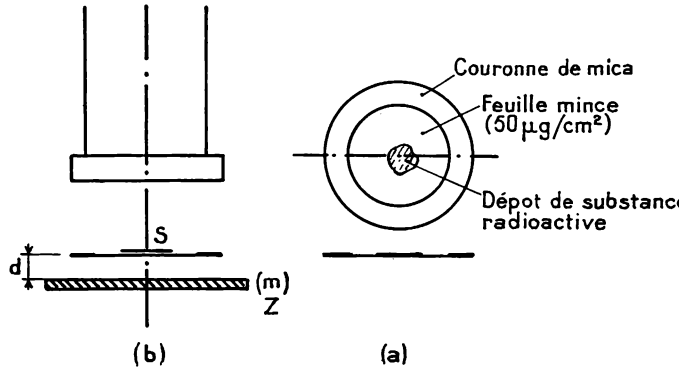


FIG. 107. — *Rétrodiffusion.*

a) Montage de la source.
b) Dispositif expérimental.

vers lui en retraversant le support de source très mince et sont finalement détectés.

On définira comme suit le terme de correction $f(m_0)$:

$$f(m_0) = \frac{\text{N (avec support matériel de masse } m_0)}{\text{N (sur 20 µg/cm² de formvar)}}$$

La rétrodiffusion qui croit avec Z vers une limite lorsque m augmente (fig. 108); au delà d'une certaine valeur de m les électrons sont en effet absorbés dans la plaque.

La rétrodiffusion décroît très vite lorsque d augmente, ceci à cause de

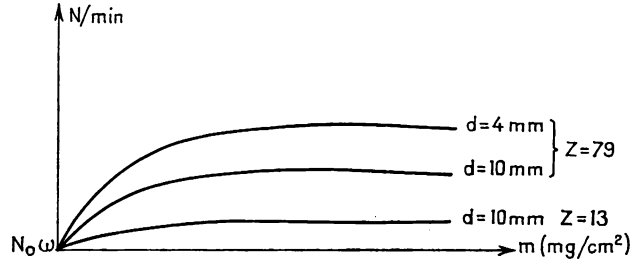


FIG. 108. — *Courbe de rétrodiffusion par des écrans d'aluminium et d'or.*

l'absorption dans l'air qui sépare la source de la plaque, épaisseur de matière que l'électron doit traverser deux fois.

On étudiera la diffusion en arrière des électeurs en plaçant immédiatement sous la source des écrans réflecteurs de Z différents (fig. 107 *a*). Pour un Z donné on construira la courbe N en fonction de la masse superficielle *m* de l'écran (fig. 108). Pour avoir $f(m_0) = 1$ ou dépose la source sur une feuille de matière plastique de 20 à 50 $\mu g/cm^2$ et on évite le voisinage de matériaux de Z élevé en utilisant comme support du film mince une couronne de mica de 2/10 mm d'épaisseur (fig. 107 *b*).

On fera l'expérience avec des écrans de cuivre et de plomb ou d'or, après avoir constaté que des écrans d'aluminium donnent un effet très faible.

Les écrans devront être placés contre la source ($d = 2/10$ mm) et il faudra éviter que l'ampilement d'écrans ne vienne modifier l'angle solide en rapprochant la source du compteur.

ABSORPTION DE RAYONS β. — On sait que les particules β émises par un noyau résultent de la transformation d'un neutron en proton (cf. introduction, p. 28 et ch. VII, p. 175). Les particules β d'un même noyau ne sont pas toutes émises avec la même énergie comme c'est le cas, par exemple, pour les particules α. La distribution en énergie des électrons émis, appelée communément spectre β est figurée fig. 109. Pour chaque électron on

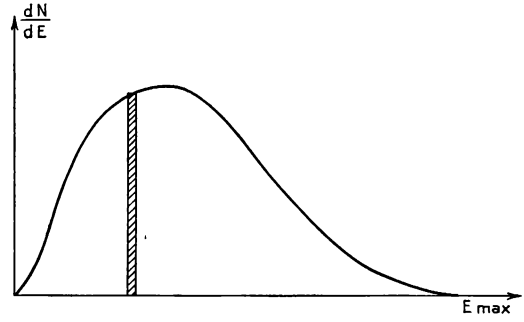


FIG. 109. — *Spectre* β.

pourrait définir un parcours moyen dépendant de son énergie et par conséquent choisir une épaisseur d'absorbant arrêtant complètement cet électron. Mais si l'on considère tout le spectre, on conçoit que des absorbants de plus en plus épais arrêteront des électrons de plus en plus énergiques jusqu'à l'énergie maximum.

Si l'on augmente régulièrement l'épaisseur d'écrans entre la source de rayons β et le détecteur, l'activité mesurée décroît de façon continue. En portant le logarithme de cette activité en fonction de l'épaisseur d'absorbant, on obtient approximativement une ligne droite sur une distance assez grande. Cette décroissance quasi exponentielle (fig. 110) ne correspond pas à un phénomène élémentaire simple comme dans le cas de l'absoprtion γ (cf. introduction, p. 33 et ch. VII, p. 191) et on observe des déviations souvent importantes. Quoi qu'il en soit on utilise très fréquemment cette absorption quasi exponentielle pour caractériser un émetteur β. Si on écrit empiriquement $a = a_0 e^{-kx}$, où *a* représente l'activité mesurée lorsque l'épaisseur d'absorbant est *x*, on peut définir un coefficient d'absorption moyen *k*, (fig. 113).

b) **Auto absorption.**

Lorsque la source de rayonnement contient elle-même une quantité de

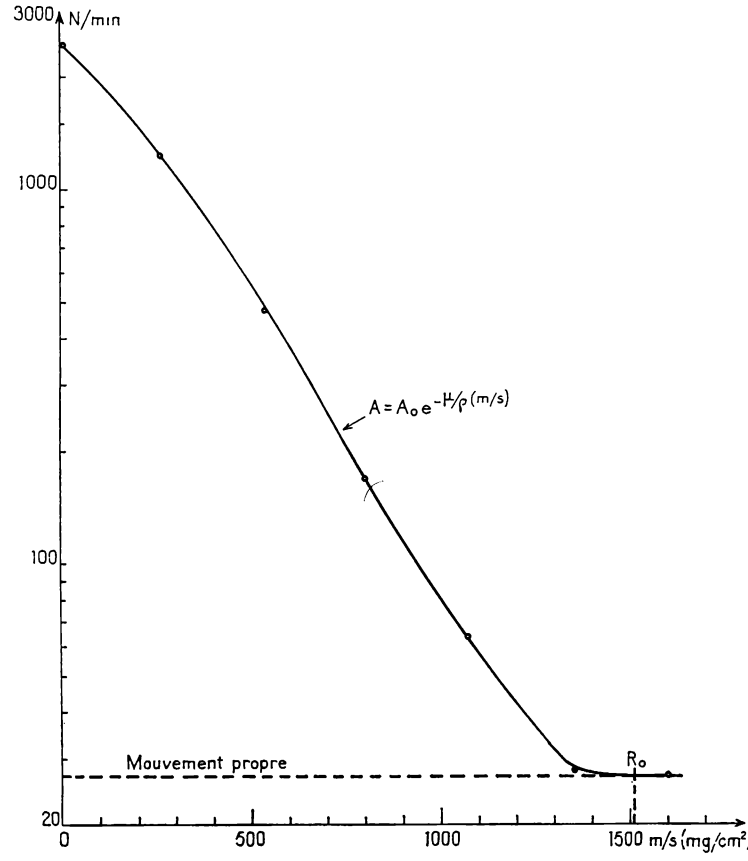


FIG. 110. — *Courbe d'absorption* β *en coordonnées semi-log.*

matière importante, les rayons β émis par les noyaux radioactifs sont absorbés dans la substance émettrice.

Supposons une couche d'épaisseur x_0 mesurée en mg/cm² (fig. 111); si a_ε est l'activité d'une couche mince pour laquelle il n'y aurait pas de perte par absorption, l'activité observée provenant d'une couche d'épaisseur dx à une distance x de la surface sera égale à :

$$da = a_\varepsilon e^{-kx}\, dx.$$

Pour la couche d'épaisseur x_0 on aura à la surface une activité :

$$a = a_\varepsilon \int_0^{x_0} e^{-kx} dx = \frac{a_\varepsilon}{k}\,(1 - e^{-kx_0}) \qquad (1)$$

Lorsque l'épaisseur de la couche devient très grande, on obtient une activité :

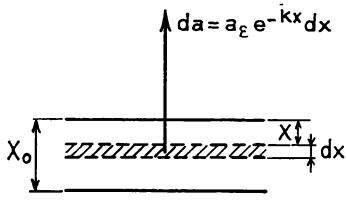


FIG. 111. — *Activité d'une couche d'épaisseur x_0.*

$$a_\infty = \frac{a_\varepsilon}{k} \text{ en faisant } x_0 = \infty.$$

L'activité ne dépend pratiquement plus de l'épaisseur de la couche pour quelques dixièmes de mm.

D'après la formule (1) on peut alors écrire :

$$a = a_\infty \, (1 - e^{-kx_0}).$$

CALCUL DE L'ACTIVITÉ SPÉCIFIQUE VRAIE POUR UNE ÉPAISSEUR x.

D'après (1) on peut écrire :

$$\frac{a}{x} = \frac{a_\varepsilon}{kx}(1 - e^{-kx})$$
$$= \frac{a_\varepsilon}{kx}(1 - 1 + kx - 1/2\, k^2x^2 + 1/3\, k^3x^3 - \ldots)$$
$$= a_\varepsilon(1 - 1/2\, kx + 1/3\, k^2x^2 - \ldots).$$

En première approximation on peut négliger les termes carrés et suivants de sorte que :

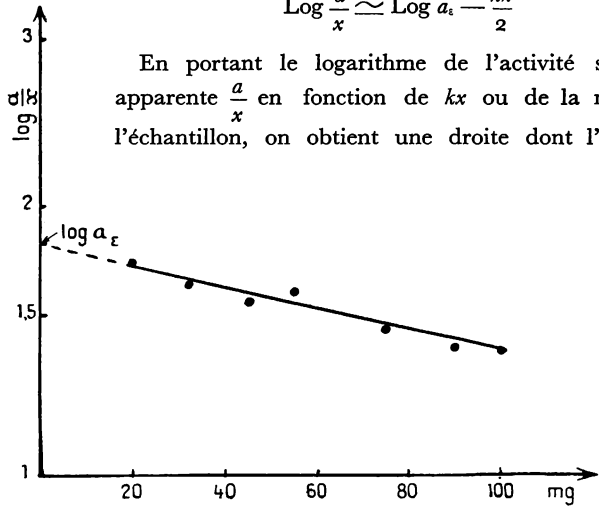
$$\frac{a}{x} \simeq a_\varepsilon \, (1 - 1/2\, kx) \qquad (2)$$

Lorsque x est petit on peut écrire (2) sous la forme :

$$\frac{a}{x} \simeq a_\varepsilon e^{-\frac{kx}{2}}$$

et l'on obtient :

$$\text{Log}\,\frac{a}{x} \simeq \text{Log}\, a_\varepsilon - \frac{kx}{2} \qquad (3)$$



En portant le logarithme de l'activité spécifique apparente $\frac{a}{x}$ en fonction de kx ou de la masse de l'échantillon, on obtient une droite dont l'ordonnée

FIG. 112. — *Autoabsorption : Détermination de l'activité vraie a_ε*

à l'origine correspond au logarithme de l'*activité vraie* pour une couche monomoléculaire sans absorption (fig. 112).

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE. — On utilisera du phosphomolybdate radioactif finement divisé. L'émetteur β est le phosphore 32.

Pour établir une courbe d'auto-absorption, on mesure l'activité apparente obtenue pour différentes épaisseurs d'échantillons de même activité spéci-

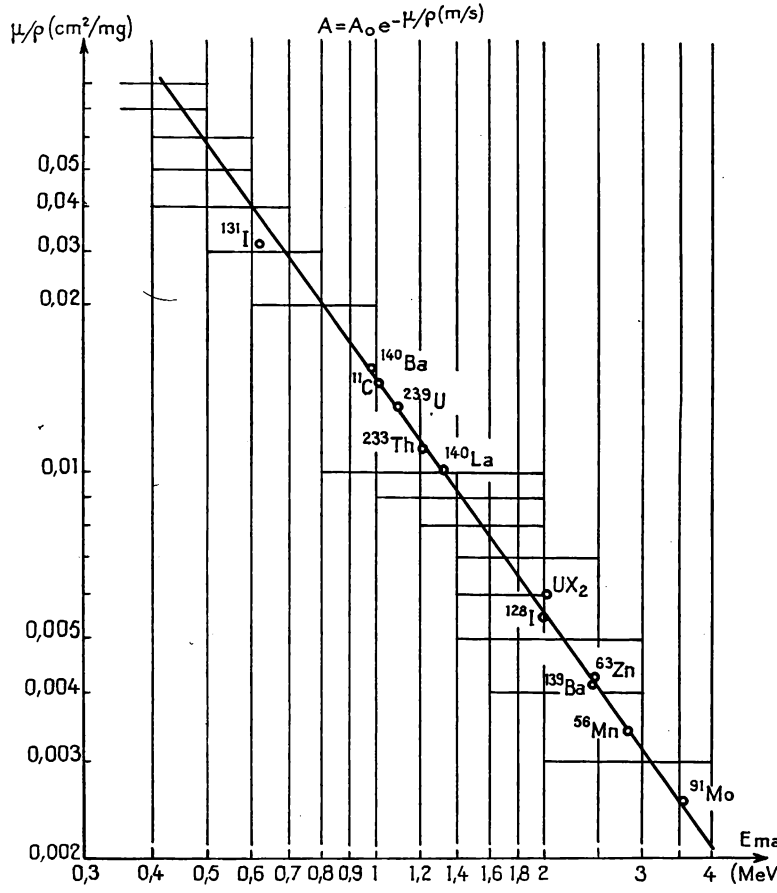


FIG. 113. — *Relation* $\frac{\mu}{\rho}$, *Energie max.* β.

fique. La substance doit être homogène et répartie en couche uniforme. On utilise soit un liquide, soit une poudre finement divisée. L'épaisseur en mg/cm² sera déterminée d'après le poids et la surface.

On dispose d'une série de porteurs dans lesquels on placera le précipité séché de phosphomolybdate que l'on répartira le plus soigneusement possible avec un petit pilon de plexiglass.

1° Faire des mesures d'activité pour diverses épaisseurs, et dans les conditions géométriques les plus reproductibles possibles. Lorsque l'activité apparente ne varie plus en augmentant d'épaisseur, on a atteint les conditions de « couche épaisse ». On notera a_∞. En multipliant a_∞ par le poids de la couche on obtient le *produit d'activité* qui est proportionnel au nombre total d'atomes radioactifs contenus dans la couche. Les premières épaisseurs doivent être inférieures à 100 mg pour que kx soit très inférieur à 1.

2° Construire ensuite la courbe d'auto-absorption sur le papier graphique ordinaire, en portant en fonction de l'épaisseur en mg/cm², les activités en % de a_∞.

3° Déterminer *l'activité spécifique vraie* a_s de la façon suivante. A partir des activités mesurées pour des épaisseurs différentes, on calculera les activités par unité de masse (activités spécifiques apparentes).

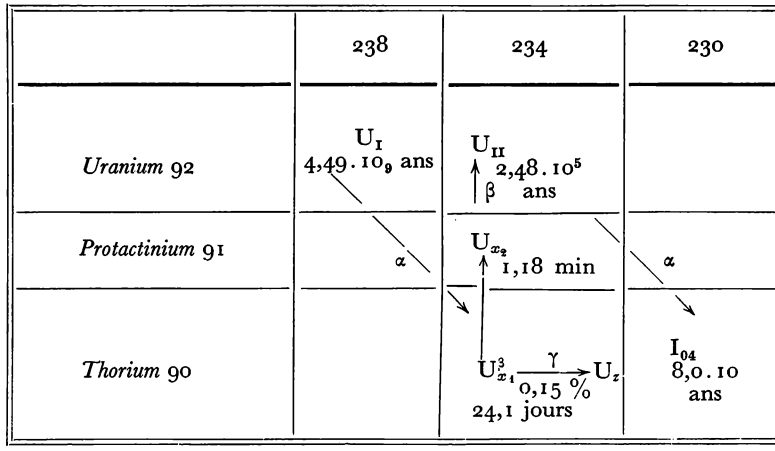
Construire sur papier semi-logarithmique la courbe représentant la variation de logarithme de cette activité spécifique apparente en fonction de la masse de l'échantillon; on obtient normalement une droite dont l'or- donnée à l'origine donne le logarithme de *l'activité vraie* correspondant à une épaisseur nulle ou plus exactement à une couche monomoléculaire sans absorption.

EXPÉRIENCE IV.3: *Enrichissement en* UX *d'une solution d'uranium. — Séparation uranium-uranium* X (^{234}Th).

L'uranium X_1, produit de filiation de l'uranium est un élément de $Z = 90$ c'est-à-dire un isotope du thorium.

Pour séparer l'uranium X_1, de l'uranium avec lequel il est en équilibre radioactif, on utilise successivement deux méthodes sans addition d'entraîneur. Sur une solution de nitrate d'uranyle concentrée molaire (502 g/litre) (solution A), on commence par augmenter la proportion d'uranium X en extrayant l'uranium à l'éther. A partir de la solution enrichie en UX, on effectue ensuite une chromatographie sur papier qui sépare totalement l'uranium du thorium et par conséquent de l'uranium X.

Rappelons d'abord la filiation de l'uranium 238.



Au cours de la manipulation, on extraira l'uranium avec l'éther, avec ou sans « relargant » et on comparera les concentrations en uranium dans la solution de départ et dans les deux solutions après extraction, par dosage spectrophotométrique du nitrate d'uranyle. On procédera ensuite à la chromatographie sur papier.

a) **Extraction par l'éther.**

La méthode d'extraction par solvant permet d'extraire partiellement l'uranium d'une solution nitrique dans l'éther. Cependant le coefficient de partage de l'uranium entre la phase organique et la phase aqueuse décroît quand la concentration en uranium dans la phase aqueuse baisse. On ne peut donc espérer obtenir une extraction complète. Cependant on peut l'améliorer en ajoutant dans la phase minérale un relargant à saturation.

Le nitrate d'uranyle est en effet dissocié selon l'équilibre :

$$UO_2(6H_2O)^{2+} + {}_2NO_3^- \rightleftharpoons UO_2(NO_3)_2(4H_2O) + 2H_2O.$$

C'est la forme covalente non dissociée qui peut être extraite, les molécules d'éther remplaçant les molécules d'eau. L'addition d'un relargant, le nitrate d'ammonium a pour effet d'abaisser la constante diélectrique de la solution aqueuse, favorise donc la réaction dans le sens conduisant au sel covalent non dissocié.

On vérifiera l'utilité du relargant au cours de la manipulation.

Mode opératoire de l'extraction : On prendra deux cm^3 de la solution à 502 g/litre de nitrate d'uranyle (solution A) que l'on versera dans un tube à essai et on ajoutera NO_3NH_4 jusqu'à *saturation*. On transvasera ensuite dans une ampoule à décanter et on additionnera 3 cm^3 d'acide HNO_3 normal et 20 cm^3 d'éther. On agitera vigoureusement en évitant toute surpression dans l'ampoule en enlevant le bouchon de temps en temps. (Éviter également tout risque d'incendie). On décantera ensuite en conservant la phase minérale où est resté l'uranium X et on éliminera la phase organique emportant une grande partie de l'uranium.

On fera une extraction analogue mais sans ajouter de relargant.

b) **Dosage de l'uranium dans les solutions aqueuses.**

On dosera la concentration en uranium dans la solution de départ et dans les deux phases aqueuses résultant de l'extraction avec et sans relargant. Pour ces deux dernières on éliminera NO_3NH_4 et on ramènera au volume initial de la façon suivante : on précipite par l'ammoniaque en excès en diluant légèrement avec de l'eau pour éviter la précipitation de NO_3NH_4. Le précipité contient alors les hydroxydes d'uranium et de thorium (UX). On centrifuge, on décante plusieurs fois et on reprend les précipités par 2 cm^3 de HNO_3 normal. On obtient deux solutions concentrées en uranium A_2 et A_3. On dilue ensuite A_1, A_2 et A_3 au vingtième; pour cela on prélève 1 cm^3 de chacune des solutions et on complète à 20 cm^3 avec HNO_3 0,1 normal. Nous appellerons solutions B ces 3 solutions diluées. On prend 5 cm^3 de ces solutions B et on les verse dans un tube du spectrophotomètre. On compare la densité optique de chacune des solutions B à celle d'un témoin contenant HNO_3 0,1 normal seul. Pour cela on place dans des tubes du photocolorimètre chaque solution et on lit sur l'échelle directement la densité optique par rapport au témoin. On appelle densité optique la valeur correspondant au logarithme du rapport $\frac{I_0}{I}$ de l'intensité de lumière incidente à l'intensité de lumière transmise. On fera la lecture à un maximum du spectre du nitrate d'uranyle en solution acide à 415 $m\mu$.

Cette mesure permet de connaître la concentration en uranium de chaque solution B. En effet, la loi de Lambert-Beer s'écrit :

$$C = \varepsilon . x . \log \frac{I_0}{I}$$

où C est la concentration en mol/litre, x l'épaisseur de solution traversée = 1 cm, $\log \frac{I_0}{I}$ la densité optique et ε le coefficient d'extinction molaire égal ici à 10,0 mol^{-1}.

On déduira, en tenant compte du facteur de dilution, la concentration des 3 solutions concentrées A_1, A_2 et A_3. On vérifiera ainsi que la solution A_1 contient bien initialement 502 g/litre de nitrate d'uranyle (502 g/litre = 1 mol $(NO_3)_2\ UO_2,\ 6H_2O$). On calculera le coefficient d'extraction de l'uranium dans l'éther avec et sans relargant :

$$E = \frac{\text{concentration totale dans phase organique}}{\text{concentration totale dans phase aqueuse}}$$

et le pourcentage extrait $$\% = \frac{100\ E}{E + \frac{\text{vol aqueux}}{\text{vol organique.}}}$$

c) **Dosage de l'activité en uranium X.**

En raison de sa période très courte, UX_2 accompagne toujours UX_1. C'est le rayonnement β^- de UX_2 qui nous permet de doser UX_1 par mesure au compteur cloche. On pèse une goutte d'une solution à doser, on la fait sécher à l'épiradiateur et on mesure son activité dans des conditions géométriques soigneusement fixées. Une mesure dans des conditions strictement identiques sur la solution A, qui est à l'équilibre, permet de faire un étalonnage. On verra ainsi si l'uranium X est bien resté dans la phase aqueuse et si le coefficient d'extraction dans l'éther est faible.

d) **Préparation d'une solution enrichie en uranium X.**

D'après la mesure de la concentration en uranium de la phase aqueuse avec relargant, on peut estimer combien on peut évaporer d'eau pour obtenir la concentration initiale à 500 g/litre en uranium. Si par exemple l'extraction a réduit à 100 g/litre, on peut diminuer la quantité d'eau d'un facteur 5 en évaporant à l'épiradiateur dans un petit bécher. On dispose alors d'une solution A_4 ayant la même concentration que A_1 en uranium et une concentration 5 fois plus grande en UX, donc 5 fois plus active que A_1, A_2 et A_3. On fera ensuite les chromatogrammes des solutions A_1, A_2, A_3 et A_4 en prélevant 0,05 cm^3 de chacune et en les plaçant sur des bandes de papier à chromatographie.

e) **Chromatographie sur papier.**

A. Principe : La chromatographie sur papier est une chromatographie par partition. Elle est basée sur les différences de partage entre une phase aqueuse et une phase organique. Par capillarité le liquide composé de deux phases miscibles monte sur le papier et entraîne les éléments du mélange à séparer qui se déplacent avec des vitesses différentes. Ce papier fixe en effet la phase aqueuse sur laquelle coule la phase mobile formée par le solvant organique. Sur chaque fibre cellulosique a lieu un partage entre les deux phases un peu analogue à ce qui se passe entre les phases liquide et vapeur sur chaque plateau d'une colonne à distiller.

On appelle R_f le rapport $= \frac{x}{d}$ (fig. 114)

$$= \frac{\text{distance parcourue par la zone de l'élément.}}{\text{distance parcourue par le front du liquide}}$$

Ce R_f est lié au coefficient de partage de l'élément entre les deux phases :

$$R_f = \frac{Sm}{Sm + \alpha S_s}$$

où $$\alpha = \frac{\text{concentration dans phase aqueuse}}{\text{concentration dans phase organique}}$$

Sm = section droite de la phase mobile
S_s = section droite de la phase stationnaire.

B. Mode opératoire. — On opère sur chacune des quatre solutions de la manière suivante. Sur une bande de papier Wattman n° 1 découpée, on trace un trait au crayon, à quelques centimètres du bord inférieur et on dépose sur ce trait les 0,1 cm³ de nitrate d'uranyle avec une pipette.

On prépare le mélange de solvants en ajoutant 10 cm³ d'acide nitrique concentré à 40 cm³ d'éther. On agite de façon à bien mélanger dans une éprouvette de grande contenance.

On dispose les papiers verticalement deux par deux dans les éprouvettes, en ayant soin de veiller à ce que le bord inférieur trempe dans le liquide sans que la région où le nitrate d'uranyle a été déposé ne soit elle-même immergée. On fixera le haut du papier par un ruban adhésif à une plaque de verre fermant l'éprouvette le plus hermétiquement possible. La valeur deR_f du thorium (UX) est à peu près nulle, tandis que celle du R_f de l'uranium est très importante. Après environ une heure et demie on retirera les bandes de papier, on les placera sur une feuille de papier Joseph et on les laissera sécher.

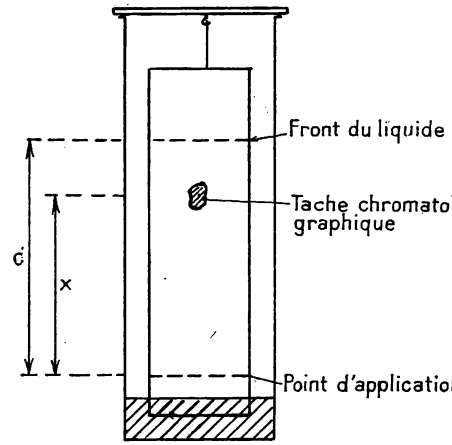


Fig. 114. — *Chromatographie sur papier.*

C. Étude des chromatogrammes. — *a*) *Mesure de* UX. — A l'aide d'un écran de plomb muni d'une fenêtre appropriée on mesurera, par bandes séparées, l'activité du papier et on tracera ainsi la courbe de l'activité en uranium X en fonction de la distance à la tache initiale. On en déduira pour chaque cas :

1° le R_f de l'uranium X,

2° la quantité totale de UX.

b) *Uranium.* — On passe rapidement les chromatogrammes dans un bain

de ferrocyanure et on les sèche dans du papier Joseph. D'après la tâche de ferrocyanure d'uranium on calculera le R_f de l'uranium. On comparera les concentrations en uranium mesurées au paragraphe 3 avec les surfaces de chaque tache et on vérifiera avec les chromatographes la relation $S = k.\log m$ où m est la masse d'uranium et S la surface de la tache.

EXPÉRIENCE IV.4: *Chromatographie sur résine échangeuse d'ions. — Séparation* $^{24}Na - ^{42}K$.

Lorsqu'on place une substance échangeuse d'ions dans une solution, et pour des conditions appropriées, les ions de la solution se fixent sur la substance tandis que les ions de l'échangeur passent en solution. Les résines échangeuses d'ions les plus répandues sont des composés organiques qui ont la propriété de céder un ion hydrogène. Ainsi une résine placée dans une solution de chlorure de sodium remplacera ses ions H^+ par les ions Na^+ hydratés.

L'affinité des ions pour les résines dépend essentiellement du changement de volume des grains de la résine pendant la réaction. Elle augmente par exemple avec le poids atomique pour les métaux alcalins

Un ion adsorbé sur la résine peut être déplacé soit par un ion d'affinité plus grande, soit en lavant la résine avec un éluant contenant une concentration élevée d'autres ions.

La constante d'équilibre de la distribution d'un ion entre la solution et la résine peut s'écrire :

$$K_d = \frac{M_r/\text{masse de résine}}{M_s/\text{volume de solution}} = \frac{M_r}{M_s} \times \frac{\text{volume solution}}{\text{masse de résine}}$$

où M_r est la fraction du cation sur la résine et M_s la fraction en solution dans l'éluant.

On conçoit donc que l'on puisse séparer deux cations en solution, soit parce que la résine adsorbera préférentiellement l'un des deux, soit que les deux seront adsorbés mais que l'élution de l'un sera plus rapide que celle de l'autre.

Cette méthode de séparation est très utile pour les éléments radioactifs en faible concentration puisqu'elle ne nécessite pas d'entraineur et que la séparation peut être controlée par la détection de la radioactivité. Elle a permis la séparation des terres rares produits de fission et des éléments transuraniens.

a) **Dispositif expérimental.**

On utilise un tube de verre de 1 cm de diamètre et de 30 cm environ de longueur. Ce tube, effilé à sa partie inférieure, est raccordé avec un tube de polyvinyle formant une boucle qui est maintenue par un support en plexiglass dans une position fixe sous un compteur cloche.

La colonne est remplie jusqu'à une hauteur de 20 cm avec de la résine qui est retenue dans le bas du tube par un peu de laine de verre.

Une ampoule à décanter contenant l'éluant est reliée à la colonne par un tube de polyvinyle. Ce système permet de régler commodément le niveau du liquide dans la colonne.

Un écran de plomb assure la protection du compteur (voir figure 116).

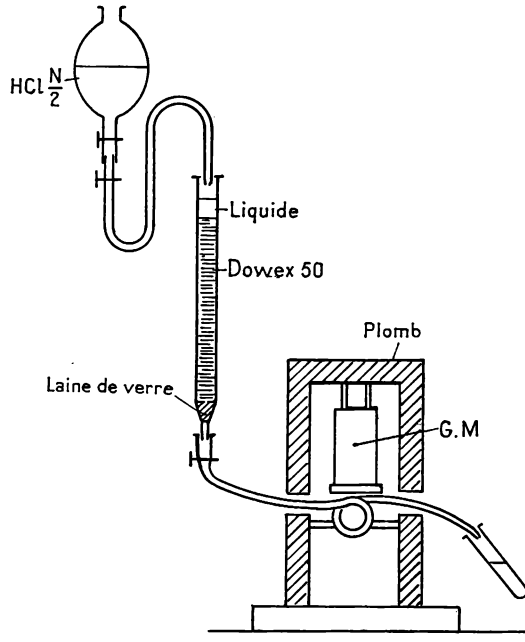


FIG. 115. — *Electrophorèse sur papier.*

b) **Préparation de la résine et remplissage de la colonne.**

On utilise pour la préparation la résine Dowex-50 dont la grosseur des grains correspond à 50-100 mesh.

La résine est lavée avec HCl à 5 % dans un bécher par décantation, puis avec de l'eau distillée jusqu'à neutralité.

Pour remplir la colonne, on met la résine en suspension dans l'eau et l'on verse le mélange dans la colonne. Ne jamais laisser la résine à sec. En procédant ainsi on évite la présence de bulles d'air dans la colonne, ce qui gênerait la séparation.

c) **Séparation Na — K.**

On utilise du NaCl marqué avec ^{24}Na (T = 15 h, β : 1,39 MeV, γ : 2,76 et 1,38 MeV) et du KCl marqué avec ^{42}K (T = 12,4 h, β : 3,58 (75 %) et 2,04 (25 %) MeV, γ : 1,51 MeV).

20 mg de NaCl et 20 mg de KCl sont dissous dans 1 cm^3 d'eau. On introduit cette solution avec une pipette dans la colonne et on effectue ensuite un lavage avec 25 cm^3 d'eau. Le sodium et le potassium sont adsorbés sur les premières couches de résine.

Pendant le lavage on détermine le mouvement propre de l'appareil de comptage. Puis on élue Na^+ et K^+ en lavant la colonne avec HCl N/2. Le débit doit être réglé pour que l'écoulement soit environ 1 goutte toutes les 2 sec. On note l'heure du début de l'élution et on effectue des mesures d'acti-

vités toutes les 2 mn. L'éluat est recueilli dans une série de tubes à essais (1 tube toutes les 5 mn).

— Tracer la courbe d'élution en portant en ordonnée l'activité et en abscisse le temps.

— Évaporer sur un verre de montre une partie aliquote des solutions correspondant aux maximas d'activité observés et identifier ^{24}Na et ^{42}K d'après la différence d'absorption des rayonnements β par des écrans d'aluminium (voir l'absorption des rayons β au chap. VII).

Indiquer les raisons qui selon vous conduisent à des vitesses d'élution différentes pour Na et pour K.

EXPÉRIENCE IV-5 : *Séparation par électrophorèse sur papier.*

Acide sulfurique — Acide phosphorique.

L'électrochromatographie consiste à soumettre une solution à l'action d'un adsorbant et d'un champ électrique entre deux électrodes.

On peut séparer ainsi l'acide sulfurique marqué à ^{35}S et l'acide phosphorique marqué avec ^{32}P. Ces deux acides ont été préparés sans entraîneur en quantité impondérable.

MODE OPÉRATOIRE. — On emploie une bande de papier Whatman n° 1 de 30 × 3 cm, humidifiée avec HCl 0,5 normal en la trempant dans la solution de HCl et en séchant l'excès de liquide entre deux feuilles de papier filtre. On place une goutte du mélange à séparer au centre de la bande de papier et on place cette bande entre deux lames de verre de 6 × 17 cm. On place les deux lames sur deux béchers de façon que les bouts de la bande de papier trempent dans le lond des béchers contenant 40 cm³ de solution HCl 0,5 normale.

Dans chacun des béchers arrivent des électrodes en fil de platine. Une différence de potentiel de 150 volts est appliquée et fournit un courant d'environ 30 mA à travers le conducteur que constitue le liquide imbibant le papier. On laisse passer le courant pendant 1 h 30 à 2 h et on retire le papier, on le sèche entre deux feuilles de papier filtre et on passe au compteur muni d'une fenêtre de plomb. En portant l'activité en fonction de la distance du point d'application du mélange, on obtiendra en principe une courbe de deux pics très nettement séparés. Par mesures d'absorption on distinguera facilement le pic de l'acide sulfurique (^{35}S a un rayonnement β mou de 167 KeV) du pic de l'acide phosphorique (^{32}P β de 1,701 MeV).

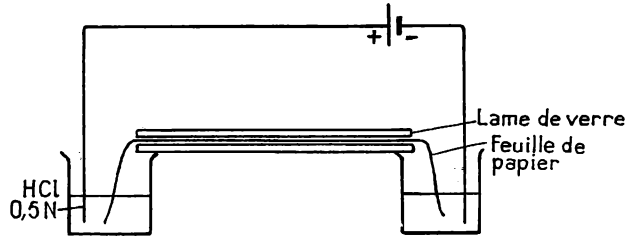


FIG. 116. — *Chromatographie sur résine.*

On indiquera dans quel sens les deux ions se meuvent par rapport au courant et à quoi est due la différence de vitesse.

II. — COMPTEUR PROPORTIONNEL

Le compteur proportionnel est destiné à l'étude des rayonnements de très faible énergie, principalement à l'étude des rayons X d'énergie inférieure à 50 KeV. De forme cylindrique son diamètre intérieur peut varier entre 1 et 10 cm. Le fil central ayant lui un diamètre de l'ordre de quelques centièmes de millimètre.

Le champ électrique E (en volt/cm) en un point A situé à une distance r de la coque du compteur (fig. 117) est donné par l'expression :

$$E = \frac{V}{r} \frac{1}{\text{Log } r_2/r_1}$$

(r_1 = rayon du fil)

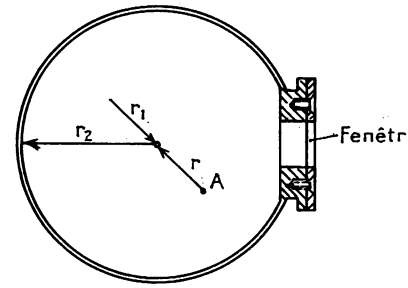


FIG. 117. — *Section d'un compteur proportionnel.*

V étant le potentiel appliqué au fil central.
On a en effet :

$$E = \frac{K}{r} = dV/dr \quad \text{et} \quad V = \int_{r=r_1}^{r=r_2} dV = \int_{r_1}^{r_2} \frac{K}{r}\, dr = K \text{ Log } r_2/r_1.$$

Dans le volume utile du compteur les lignes de champ ne doivent pas être perturbées par les extrémités du compteur, cette condition nécessite la mise en place d'anneaux de champ (fig. 118).

La région de champ élevé se trouve au voisinage du fil central,

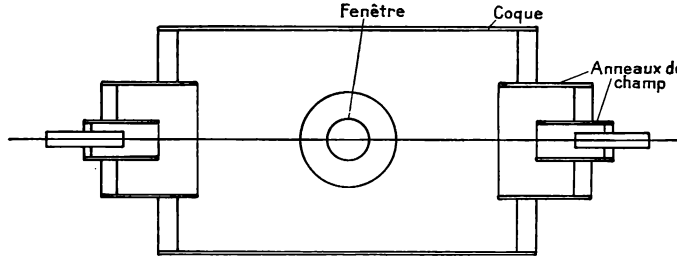


FIG. 118. — *Coupe longitudinale d'un compteur proportionnel.*

c'est dans cette région que se produit l'avalanche. Prenons un

exemple :

$V = 1\,500$ volts $\quad r_2 = 7$ cm $\quad r_1 = 10^{-2}$ cm
$\text{Log } r_2/r_1 = 6{,}54 \quad K = 230.$

Au voisinage de la coque $r = r_2$ $E = 33$ volts/cm
Au voisinage du fil central $r = r_1$ $E = 23\,000$ volts/cm.

L'avalanche électronique amène sur le fil une charge $Q = A_{int} Ne$, il en résulte une variation de potentiel du fil :

$$dV = A_{int} Ne/C.$$

N étant le nombre de paires d'ions produit au cours de l'ionisation primaire
A_{int} le facteur de multiplication du compteur,
e charge de l'électron,
C capacité du fil et des portions de circuits associés.

Le rayonnement à étudier pénètre dans le compteur par une fenêtre d'aluminium (20 mg/cm²) ménagée dans sa paroi latérale.

Afin d'éviter des recombinaisons, le gaz du compteur doit être constamment purifié. En effet, la présence d'oxygène pourrait entraîner la fixation des électrons, diminuant ainsi le facteur d'amplification. Cette purification est obtenue en faisant passer le gaz de remplissage (mélange Argon 90 % — propane 10 %) dans un four à calcium chauffé à 300 degrés.

Le facteur d'amplification peut difficilement dépasser 10^5 car les ions positifs se trouvant entre le fil et la coque du compteur créent des charges d'espace qui déforment le champ et en conséquence altèrent la forme de l'impulsion.

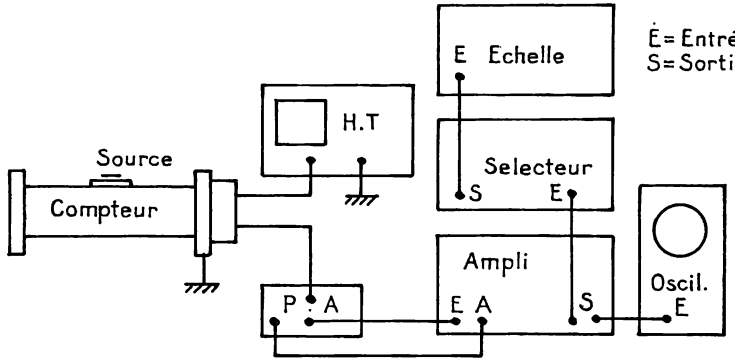


FIG. 119. — *Installation de comptage* (compteur proportionnel).

APPLICATION : N = 100 paires ions (ionisation primaire)
$A_{int} = 1\,000$
$C = 10\ \mu\mu f.$

Variation de potentiel du fil : $dV = \frac{10^5 \times 1{,}6\ 10^{-19}}{10^{-11}} = 1{,}6\ 10^{-3}$ volt.

Au compteur est adjoint un préamplificateur dont le gain est de l'ordre de 20.

A la sortie du préamplificateur l'impulsion négative est envoyée dans un amplificateur où l'on peut utiliser un gain de 1 000 à 2 000. On obtiendra ainsi à la sortie de l'amplificateur une impulsion d'une centaine de volts d'amplitude. La sélection en amplitude pourra alors s'effectuer par un sélecteur à un canal. On aura le montage indiqué (fig. 119).

EXPÉRIENCE IV (II)

5. Étalonnage et mesure d'énergie de rayonnement X au compteur proportionnel.

Dans un compteur proportionnel la mesure de l'intensité et de l'énergie du rayonnement incident se fait par l'intermédiaire de l'effet photoélectrique sur le gaz du compteur.

L'efficacité de la détection peut être calculée au moyen des coefficients d'absorption massique μ/ρ dont les tables sont données par Compton et Allison (tableau, p. 142).

La détection des photons se fait par effet photoélectrique dans l'Argon ou le Krypton — le Propane servant à régulariser la multiplication gazeuse dans le compteur.

Les photoélectrons produits perdent en général (sauf effet paroi) la totalité de leur énergie dans le gaz; mais l'énergie du photoélectron Ee^- correspond à l'énergie du photon incident E_γ diminuée de l'énergie de liaison E_l de l'électron arraché à l'atome d'Argon ou de Krypton :

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_l.$$

Pour le Krypton l'effet photoélectrique se produit principalement sur la couche K si :

$$E_\gamma > E_K$$

(E_K = Énergie de liaison de l'électron sur la couche K)
et sur la couche L si :

$$E_L < E_\gamma < E_K.$$

L'énergie de liaison correspondant à l'énergie d'absorption critique, on a pour le Krypton :

$$E_K = 14{,}3 \text{ KeV}$$
$$E_L = 1{,}7 \text{ KeV}$$

et pour l'Argon :

$$E_K = 3{,}2 \text{ KeV}$$
$$E_L = 0{,}25 \text{ KeV}$$

on a vu dans l'introduction (p. 35) que l'atome ionisé perd son énergie d'excitation, soit par l'émission des photons X caractéristiques, soit par l'émission d'électrons des couches externes (électrons Auger).

Dans ce dernier cas une transformation sans rayonnement prend la place de l'émission du rayonnement de fluorescence $E_L - E_K$ qui

accompagne le remplacement d'un électron K par un électron L. L'énergie disponible sert à éjecter un autre électron de la couche L ou de la couche M.

Supposons, par exemple qu'un rayonnement incident d'énergie $E_\gamma = 8$ KeV soit absorbé par un électron de la couche K de l'argon ($E_K = 3{,}2$ KeV). Ce photoélectron quittera l'atome d'argon avec une énergie $E_{e^-} = 8 - 3{,}2 = 4{,}8$ KeV.

Un électron L ($E_L = 0{,}25$ KeV) dont l'énergie totale est — 0,25 Kev subit une transition vers un état plus lié (couche K) où se trouve une place libre; dans ce nouvel état son énergie totale sera — 3,2 KeV. L'énergie disponible au cours de cette transition est bien

$$E_K - E_L = 2{,}95 \text{ KeV}.$$

Cette énergie, au lieu d'être libérée sous la forme du rayonnement X_K de l'argon, est utilisée pour extraire :

soit un électron L ($E_L = 0{,}25$ KeV) et cet électron Auger emportera l'énergie :

$$E_A = 2{,}95 - 0{,}25 = 2{,}70 \text{ KeV}.$$

Soit un électron M ($E_M = 0{,}03$) et alors :

$$E_A = 2{,}95 - 0{,}03 = 2{,}92 \text{ KeV}.$$

Dans le 1er cas, l'énergie libérée dans le compteur sous forme d'énergie cinétique d'électrons (photoélectron + électron Auger) est : $E = 4{,}8 + 2{,}7 = 7{,}5$ KeV.

Dans le 2e cas elle est : $E = 4{,}8 + 2{,}92 = 7{,}72$ KeV.

Il faudrait maintenant envisager la réorganisation de la couche L ou de la couche M dans l'exemple ci-dessus. Celle-ci ne peut conduire qu'à l'émission de rayonnement X_L ou X_M ou à l'émission d'électrons Auger. Or nous avons signalé dans les « conséquences de l'effet photoélectrique », p. 35 que le rendement de fluorescence :

$$R = \frac{\text{Nombre de } X_K \text{ émis}}{\text{Nombre total d'ionisations K}}$$

est plus important pour la couche K que pour la couche L (fig. 36). Ceci signifie que la probabilité de réorganisation des couches L ou M avec émission d'électrons Auger est plus grande que celle de réorganisation avec émission de rayons X. Dans ces conditions, c'est l'énergie totale, soit 8 KeV, qui se trouvera libérée dans le compteur sous forme de rayonnement électronique participant à l'ionisation primaire.

En résumé, on peut donc observer deux phénomènes principaux :

1° Effet photoélectrique + réarrangement du cortège électronique de l'atome d'Argon ou de Krypton avec émission d'un photon de la série K (fig. 120).

2° Effet photoélectrique + réarrangement de l'atome ionisé avec émission d'un électron Auger K (fig. 121).

Dans le cas d'un effet photoélectrique sur un électron L, les rayons X_L de faible énergie, et à fortiori les électrons Auger, sont totalement

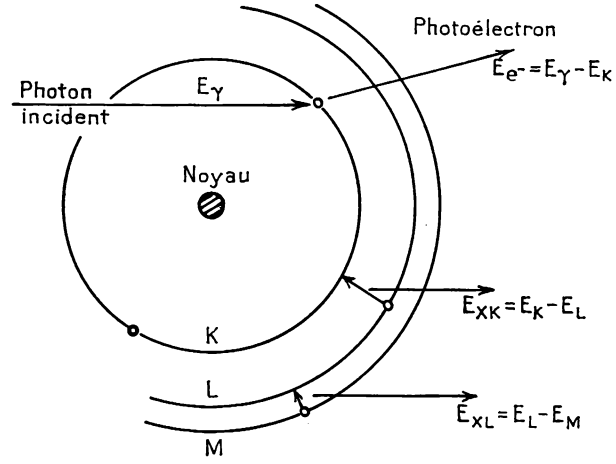


FIG. 120. — *Effet photoélectrique, réarrangement du cortège avec émission X.*

absorbés dans le gaz du compteur. On obtient alors un spectre d'impulsions (raie photoélectrique) correspondant à l'énergie totale

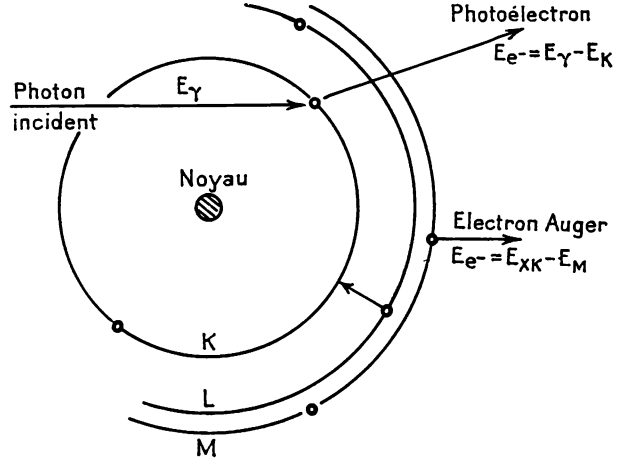


FIG. 121. — *Effet photoélectrique, réarrangement du cortège avec émission d'élection Auger.*

du photon incident E_γ. C'est également ce que l'on obtient lorsque

le réarrangement de la couche K se fait par émission d'électron Auger.

Dans le cas d'un effet photoélectrique sur un électron K, les rayons X_L, X_M... sont absorbés, mais les rayons X_K, si leur énergie est relativement grande (cas du Kr), peuvent traverser le volume utile du compteur sans produire un effet photoélectrique et échapper ainsi à la détection : raie d'échappement à l'énergie $E_\gamma - E_X$.

Les différents effets signalés plus haut se traduisent donc, dans l'utilisation du compteur proportionnel par l'existence de plusieurs raies pour un photon incident d'énergie E_γ :

1 raie correspond à l'énergie E_γ (raie photoélectrique),

2 raies correspondent à l'échappement des rayonnements $X_{K\alpha}$ et $X_{K\beta}$ du gaz.

Ces raies ont l'énergie $E_\gamma - X_{K\alpha}$ et $E_\gamma - X_{K\beta}$.

Dans le cas du Krypton $X_{K\alpha} = 12{,}6$ KeV et $X_{K\beta} = 14{,}1$ KeV.

Dans le cas où le compteur est rempli avec un mélange Argon-Propane le même phénomène a lieu mais comme R_K est faible et l'efficacité du compteur relativement grande pour les X_K de l'Argon, la raie d'échappement est difficile à mettre en évidence.

EXPÉRIENCES : a) *Spectre X du* ^{55}Fe.

Le nuclide $^{55}_{26}$Fe se désintègre par capture K (fig. 122) l'atome final est

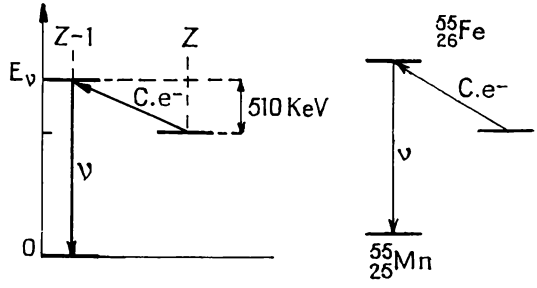


FIG. 122. — *Désintégration par capture électronique :* (^{55}Fe).

donc $^{55}_{25}$Mn et c'est le rayonnement X_K de Mn que l'on observe avec une source de ^{55}Fe ($X_{K\alpha} = 5{,}9$ KeV).

En utilisant une telle source on se familiarisera avec le dispositif expérimental (fig. 119) en observant à l'oscilloscope comment varie l'amplitude de l'impulsion lorsque l'on fait varier, soit la tension appliquée au fil du compteur, soit le gain de l'amplificateur (chap. II, p. 76).

La haute tension positive agit sur le coefficient d'amplification du gaz (A_{int}), l'amplificateur agit lui sur le gain extérieur.

Ayant fixé la haute tension et le gain de l'amplificateur de façon à obtenir à la sortie des impulsions d'une trentaine de volts d'amplitude on repèrera à quelle division du seuil de discrimination V_s (max) du sélecteur on a le maximum de taux de comptage ($\Delta V = 2$ ou 5 volts); jouant alors sur le

gain de l'amplificateur on observera le déplacement de ce seuil V_s (max). On s'arrangera alors pour le placer à la position où l'on désire voir située la raie de 5,9 KeV.

On déterminera le spectre du ^{55}Fe en essayant de mettre en évidence la raie d'échappement (fig. 123).

La raie photoélectrique doit avoir une distribution gaussienne (ch. IV,

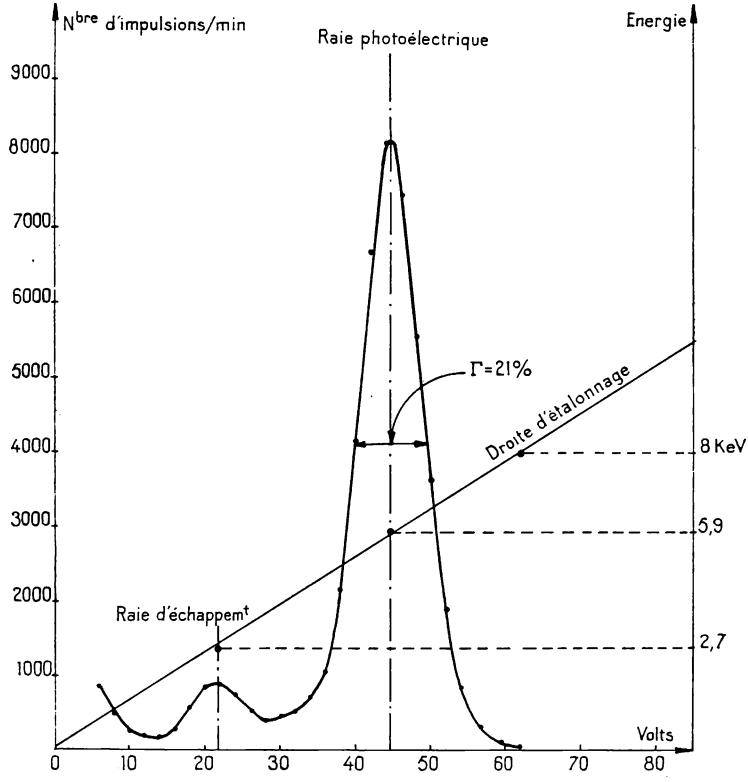


FIG. 123. — *Spectre de* ^{55}Fe.

p. 148) elle est alors caractérisée par sa largeur relative à mi-hauteur

$$\Gamma = \frac{\Delta V}{V_s\,(\max)} = \frac{\Delta X}{X_\gamma}.$$

Cette expression n'est correcte que si le seuil du dispositif de mesure est à l'origine V = 0 (voir plus loin : étalonnage en énergie d'un compteur proportionnel p. 151) (fig. 125). En maintenant la tension fixe et en prenant différents gains pour l'amplificateur on construira différents spectres de ^{55}Fe et on comparera les largeurs Γ_1, Γ_2, Γ_3 ainsi obtenues (on prendra par exemple V_s (max) = 10 volts, 30 volts, 70 volts).

b) *Étalonnage et mesure d'énergie d'un rayonnement X au compteur proportionnel.*

Pour étalonner le compteur, il faut au minimum disposer de 2 raies photoélectriques d'énergies connues. ^{55}Fe sera l'une des sources étalon. $^{153}_{62}Sm$ pourra servir de seconde source étalon. Son schéma de désintégration est le suivant : (fig. 124). La désintégration β^- de ce nuclide conduit en particulier à un niveau métastable de ^{153}Eu ($= 3.10^{-9}$ sec) qui se désexcite par émission γ et électrons de conversion. Ce dernier mode de décroissance entraîne l'émission de rayonnements X caractéristiques de Eu :

$$X_{K\alpha} = 41 \text{ KeV}$$
$$X_{K\beta} = 47 \text{ KeV} \qquad X_L = 6 \text{ KeV}.$$

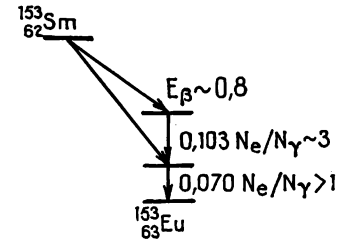


FIG. 124. — $^{153}_{62}Sm$.

REMARQUE. — Dans le cas où l'étalon émet un rayonnement β ou des électrons de conversion, il faut placer entre la source et la fenêtre du compteur un écran de plexiglass capable d'absorber les rayonnements électroniques.

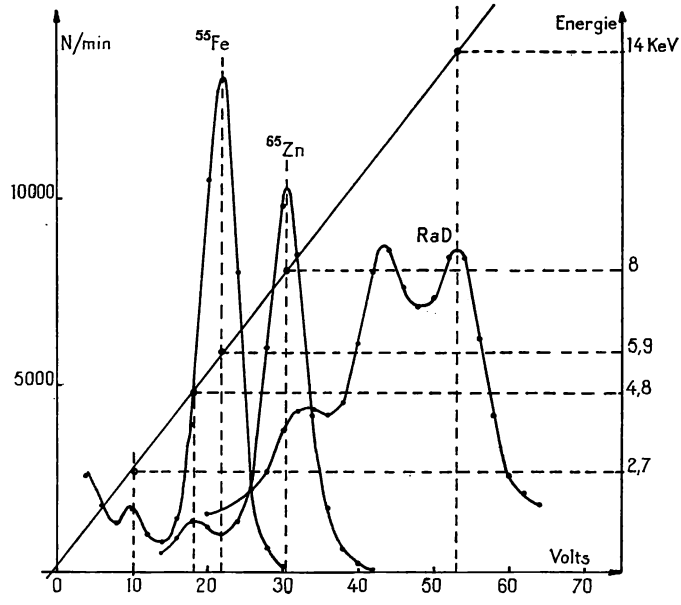


FIG. 125. — *Trois spectres* (étalonnage).

En plus des 2 sources étalon on dispose d'une source dont il faut déterminer l'énergie du ou des rayonnements X émis.

Un premier examen à l'oscillographe renseigne d'après l'amplitude des impulsions, sur les ordres de grandeur des énergies ce qui permet de faire une bonne mise en page des 3 spectres, en utilisant toute l'échelle du sélecteur (100 volts).

La tension et le gain de l'amplificateur fixés, on construira les spectres des 2 sources étalons.

Sur l'axe de symétrie de chaque raie photoélectrique on portera une distance E proportionnelle à son énergie. Par les deux points ainsi obtenus, on fait passer une droite (droite d'étalonnage) qui renseigne sur le seuil de l'appareil (ce seuil est l'origine pour la mesure de $X\gamma$) et sur la linéarité de la réponse en énergie, si on dispose de plusieurs raies connues (fig. 125).

On étudiera enfin le spectre obtenu avec la source inconnue et à l'aide de la droite d'étalonnage on fixera les énergies X.

TABLEAU X

VALEURS DES μ/ρ DANS A, K, Xe.

$E_\gamma^{(KeV)}$	1,5	5	10	17	30	47	71	126
A	1 160	475	62	13	2,95	0,85	0,4	0,184
K				91	20,7	5,65	2,1	0,56
Xe				40	10	15	5,35	1,40

III. — COMPTEUR A SCINTILLATIONS

a) PRINCIPE DES PHÉNOMÈNES DE LUMINESCENCE

Lorsqu'un photon γ est absorbé par un cristal, il engendre un photoélectron ou des électrons Compton. Ce sont ces électrons qui tout au long de leur parcours dans le cristal cèdent leur énergie donnant naissance à des phénomènes de scintillation. Alors que dans les compteurs et chambres d'ionisation on utilise la fraction d'énergie perdue par ionisation des molécules ou atomes, dans les scintillateurs c'est l'énergie perdue par excitation des atomes et des molécules qui sert à la détection. L'émission de photons lumineux résultant de la désexcitation est recueillie par un photomultiplicateur et transformée en impulsion ou en courant. Le mécanisme de l'excitation des molécules ou des atomes dans un réseau cristallin est assez bien connu. Prenons comme exemple simple une molécule

diatomique; on trace habituellement le diagramme de l'énergie potentielle de vibration de la molécule en fonction de la distance séparant les deux atomes (fig. 126). Cette courbe BAC passe par un minimum correspondant à la stabilité, en position A, et à une distance interatomique r_0.

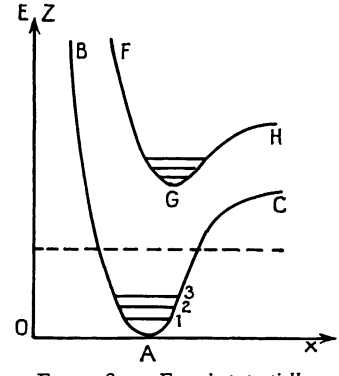


FIG. 126. — *Energie potentielle moléculaire.*

Si l'un des atomes est pris comme origine, le second oscille le long de *ox* autour de la position A avec des amplitudes données par les deux branches AC et AB de la courbe. L'énergie de vibration étant quantifiée, la molécule peut occuper seulement les niveaux 0, 1, 2, 3... La hauteur D_1 en C correspond à l'énergie de dissociation de la molécule.

Outre ces niveaux de vibration, existent des niveaux d'excitation électronique. Le même type de courbe que précédemment peut se présenter, FGH, pour laquelle tous les points correspondent à une énergie plus élevée que celle de l'état fondamental. L'absorption de l'énergie transférée au cours d'un quantum de lumière ou du passage à proximité d'une particule rapide, conduit à un changement de niveau électronique régi par le principe de Franck-Condon : le changement est très rapide en comparaison des temps de vibration des noyaux, ce qui correspond sur le diagramme à une transition par une ligne verticale.

On atteint l'état excité en général à un niveau de vibration supérieur à celui de l'état fondamental. Il peut même arriver que le transfert d'énergie conduise sur la courbe de l'état excité à un point suffisamment élevé pour se trouver au-dessus de l'énergie de dissociation de la molécule excitée. Cela conduit alors à la séparation des deux atomes avec une énergie cinétique disponible.

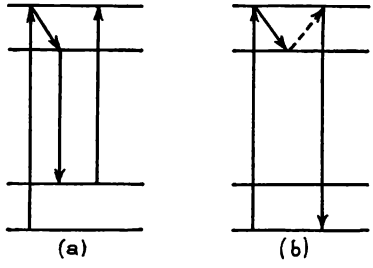


FIG. 127. — *a) Fluorescence.*
b) Phosphorescence.

Lorsque la molécule est à l'état excité elle peut perdre cette énergie de plusieurs façons : l'une d'elles consiste à réémettre un quantum de lumière d'énergie égale à la différence entre l'état excité et l'état fondamental. Cette réémission se fait après que la molécule excitée ait vibré un certain nombre de fois. C'est le phénomène de *fluorescence*, c'est-à-dire de réémission de lumière dans un temps court après l'absorption d'énergie (10^{-8} sec) (fig. 127 *a*).

Il peut arriver que la molécule excitée, au cours des vibrations, arrive à un niveau de vibration tel que la transition vers l'état fondamental ait une très faible probabilité du point de vue de la mécanique quantique (transition dite « interdite »). La durée de vie de cet état « métastable » peut alors être assez longue. La transition ne pourra se faire qu'à partir d'un niveau énergétique plus élevé, que la molécule peut acquérir au cours de collisions appropriées. Cette émission différée est plus spécialement appelée *phosphorescence* (fig. 127 *b*).

Fluorescence et phosphorescence ne sont pas les seuls phénomènes de désexcitation, et le plus souvent l'énergie est perdue petit à petit au cours des chocs multiples avec d'autres molécules et finalement dégradée en chaleur.

Le cas des cristaux est bien entendu plus complexe que celui d'une molécule diatomique. La dégradation de l'énergie électronique d'excitation en énergie thermique de vibration du cristal met en jeu un mécanisme analogue à la dégradation due aux chocs de molécules. Les solides luminescents peuvent être purs ou au contraire activés par des impuretés. Par exemple l'anthracène à l'état pur présente une fluorescence violette; l'iodure de sodium est un scintillateur à impuretés, on l'active avec du thallium.

Le mécanisme de cette « activation » est assez mal connu; les impuretés semblent servir de centre de luminescence qui recueillent une grande partie de l'énergie absorbée dans la substance de base et réémettent sous une longueur d'onde bien définie.

Le phénomène essentiel pour ce qui nous intéresse est que le nombre de photons de désexcitation est proportionnel au parcours des électrons c'est-à-dire à l'énergie de rayonnement γ incident dans le cas d'un effet photoélectrique.

Dans le compteur à scintillation, ces photons de scintillations produits dans le cristal sont finalement transformés, nous allons maintenant voir comment plus en détail, en courant ou en impulsion.

b) COMPTEUR A SCINTILLATIONS (CRISTAL + PHOTOTUBE)

Le cristal, qui peut être de différentes natures suivant les particules que l'on se propose de détecter, a des dimensions qui doivent être fonction de l'énergie de la particule incidente E. Il est souhaitable en effet que toute l'énergie E soit dissipée à l'intérieur du cristal sinon une fraction seulement de cette énergie χE participera à la création de photons d'énergie $h\nu$ ($3\,000\ \text{Å} < \lambda < 5\,000\ \text{Å}$). Cette conversion se traduit par une certaine efficacité ε qui dépend de la nature du cristal.

Le nombre de photons de scintillations produit dans le cristal est donc :

$$N_{h\nu} = \frac{\chi . E . \varepsilon}{h\nu}.$$

Dans la mesure où ε est indépendant de E le nombre de scintilla-

tions produit dans le cristal est proportionnel à l'énergie de la particule incidente E.

Une fraction $N'_{h\nu}$ seulement de $N_{h\nu}$ arrive sur la photo-cathode

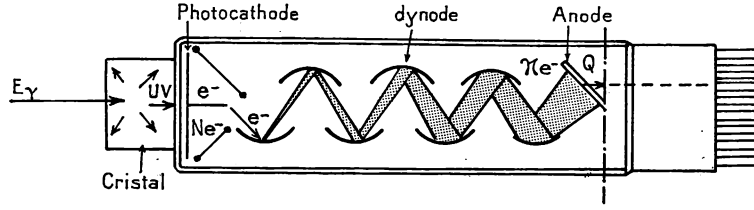


FIG. 128. — *Phototube* (principe).

du phototube (fig. 128), cette fraction dépend de la transparence du cristal T pour les photons $h\nu$ et de la géométrie G :

$$N'_{h\nu} = N_{h\nu} . T . G.$$

Chaque photon tombant sur la photocathode ne donne pas un photoélectron. Le coefficient de conversion de la photocathode $C_{h\nu}$ dépend des propriétés du matériel constituant la couche sensible et de la longueur d'onde des photons incidents $h\nu$.

Finalement le nombre d'électrons arrachés à la photocathode est :

$$N_{e^-} = N'_{h\nu} C_{h\nu} = \frac{\chi E \varepsilon T G C_{h\nu}}{h\nu} = K\chi E$$

K est une constante qui caractérise l'ensemble cristal-phototube.

Les électrons primaires sont focalisés sur la première dynode dont le coefficient de multiplication A conduit à AN_{e^-} électrons secondaires. Si le phototube possède n dynodes, l'électrode collectrice recevra :

$$\aleph_{e^-} = N_{e^-} A^n = K\chi E A^n.$$

Généralement on choisit les dimensions du cristal pour avoir $\chi = 1$ d'où :

$$\aleph_{e^-} = KEA^n.$$

EXEMPLE :

$E = 10^6$eV	$\chi = 1$		$h\nu = 3$ eV
$\varepsilon = 3\ \%$	$T = 1$	$G = 1$	$C_{h\nu} = 5\ \%$
$A = 4$	$n = 11$		

La constante K est ici égale à : $5\ 10^{-4}$:

$N_{e^-} = 500$ électrons primaires,

$\aleph_{e^-} = 2\ 10^9$ électrons secondaires.

La charge Q collectée est :

$$Q = 2.10^9 \times 1{,}6\ 10^{-19} = 3{,}2\ 10^{-10} \text{ coulomb.}$$

Avec une capacité de 5 pF pour cette électrode collectrice on obtient une impulsion dont l'amplitude est :

$$V = Q/C \qquad V = \frac{3{,}2\ 10^{-10}}{5\ 10^{-12}} = 64 \text{ volts.}$$

En l'absence de source radioactive, le phototube manifeste à la température ordinaire un certain « bruit de fond » qui correspond à un nombre d'électrons primaires généralement inférieur à 5. Les impulsions du bruit de fond dans l'exemple précédent auront donc une amplitude inférieure à 0,6 volt (fig. 129). Le spectre des impul-

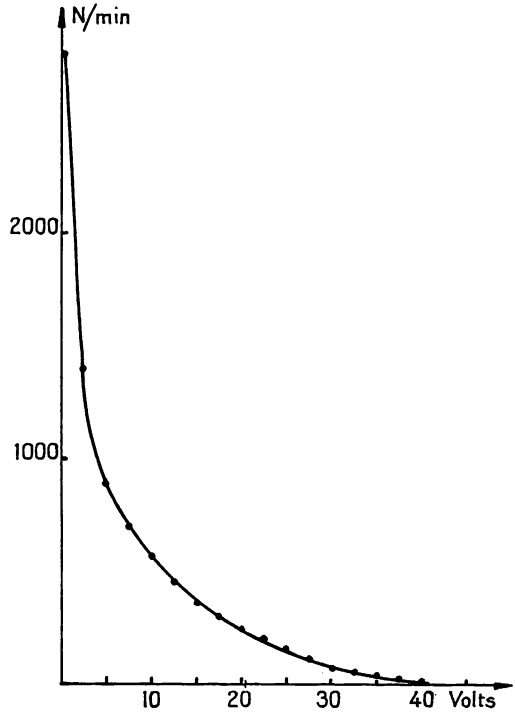


FIG. 129. — *Bruit de fond.*

sions de bruit de fond a la forme indiquée sur la figure ci-contre. On le réduit considérablement en refroidissant le phototube en l'entourant de neige carbonique. Le nombre d'électrons thermo-

ioniques émis par seconde par la photocathode est proportionnel à la surface de la photocathode et au carré de la température absolue T.

Avant chaque mesure, on devra s'assurer que le bruit de fond est négligeable dans la région ou on établi le spectre γ.

Si on observe un bruit de fond important il faut s'assurer que l'ensemble cristal-phototube est bien à l'abri de la lumière.

c) SPECTROMÉTRIE γ

Une installation de spectrométrie γ comprend, outre la sonde à

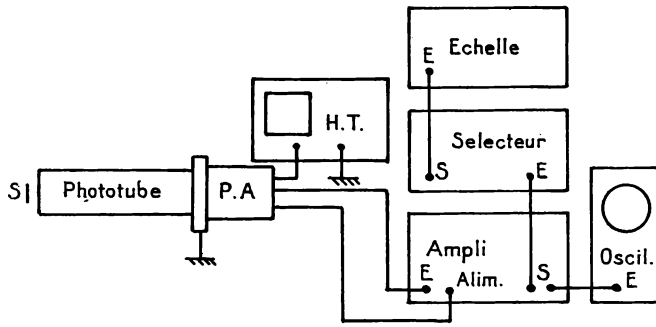


FIG. 130. — *Installation de spectrométrie* γ.

scintillations (cristal + phototube) (fig. 130) :

— une haute tension stabilisée pour le photomultiplicateur,
— un préamplificateur qui fait corps avec le phototube,
— un amplificateur proportionnel,
— un sélecteur d'amplitude,
— une échelle de comptage,
— un oscilloscope de contrôle.

DÉTECTION DES RAYONNEMENTS γ :

1) Énergie $E_\gamma < 1 MeV$:

Le cristal utilisé est un cristal d'iodure de sodium NaI. Aux faibles énergies c'est l'effet photoélectrique (σ_{ph}) qui prédomine mais à mesure que l'énergie augmente l'effet compton (σ_c) prend une plus grande importance. En-dessous de l'énergie m_0c^2 il ne peut y avoir production de paires.

Le coefficient d'absorption massique a la forme suivante :

$$\sigma_{total} = \sigma_{ph} + \sigma_c.$$

SPECTRE THÉORIQUE (fig. 131) :

La raie photoélectrique correspond à toutes les combinaisons qui aboutissent à une absorption totale de l'énergie E_γ du rayonnement incident.

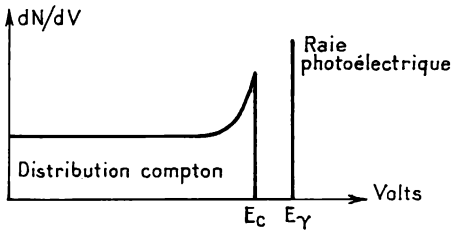


FIG. 131. — *Spectre γ théorique* $E\gamma < 1$ MeV.

Il peut se produire dans le cristal un phénomène semblable à celui déjà signalé dans l'étude du compteur proportionnel (cf. p. 139) l'échappement. Un rayon γ d'énergie E_γ donne un effet photoélectrique sur un atome d'iode, l'électron K est émis avec une énergie $E_{e^-} = E_\gamma - E_K$, cette énergie est bien absorbée dans le cristal mais le rayonnement X_K de l'iode peut s'échapper du cristal sans produire d'effet photoélectrique permettant de récupérer l'énergie E_K. On observe alors un pic d'échappement caractérisé par l'énergie

$$E_\gamma - 28 \text{ KeV}.$$

Le spectre des électrons Compton est continu entre les énergies o et E_c, laquelle correspond au retour en arrière du photon diffusé (cf. introduction, p. 36)

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{0{,}5}{2E_\gamma}} = \frac{4E_\gamma^2}{1 + 4E_\gamma}.$$

SPECTRE RÉEL :

L'émission lumineuse du cristal, l'émission photoélectrique de la photocathode et l'émission d'électrons secondaires par les dinodes sont des phénomènes aléatoires qui introduisent des fluctuations autour de la valeur moyenne et entraînent un élargissement des raies photoélectriques que l'on caractérise par $\Gamma = \frac{\Delta V}{V_s}$ (ch. IV, p. 140).

C'est sur le nombre de photoélectrons émis par la photocathode et sur celui produit par les premières dinodes que les fluctuations statistiques se font le plus sentir. A cause de la faible efficacité ($C_{h\nu} = 5$ %) de la photocathode, ces nombres sont en effet relativement petits.

Le nombre de photoélectrons arrachés à la photocathode est : $N_{e^-} = KE$ avec pour leur distribution $\sigma = \sqrt{KE}$ et une largeur à mi-hauteur $2{,}34\ \sigma = 2{,}34\sqrt{KE}$. En ne retenant que les fluctuations sur l'émission des photoélectrons, la largeur relative de la raie photo-

électrique s'exprime aussi (fig. 132) :

$$\Gamma = \frac{2{,}34\,\sigma}{N_{e^-}} \qquad \text{ou} \qquad \Gamma = \frac{2{,}34\sqrt{KE}}{KE}.$$

La largeur relative de la raie photoélectrique est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{E}}$. La grandeur K qui figure dans la constante de proportionnalité dépend des caractéristiques du phototube et du cristal. L'ensemble est d'autant meilleur que la constante K est plus grande

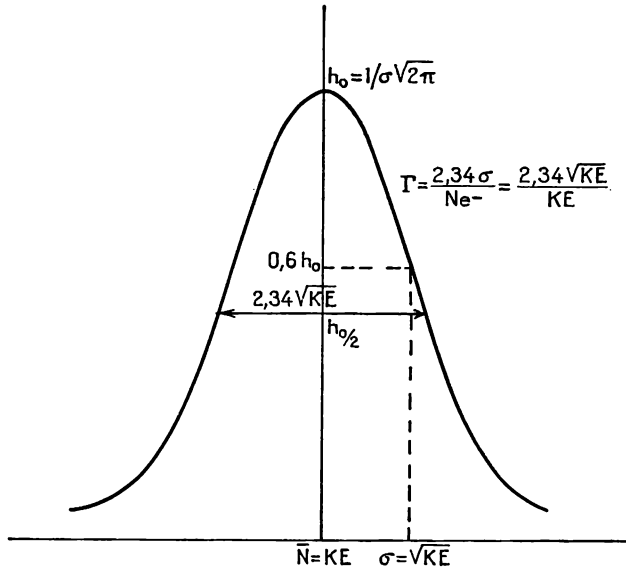


FIG. 132. — *Largeur de la distribution des photoélectrons de la cathode.*

En fait, si on tient compte de l'élargissement dû aux fluctuations statistiques de l'émission des dinodes dont le coefficient de multiplication est A, la largeur relative à mi-hauteur est donnée par :

$$\Gamma = \frac{\lambda}{\sqrt{K}}\sqrt{\frac{A}{A-1}}\frac{1}{\sqrt{E}} \qquad \lambda = \text{Cte}$$

ce qui donne, avec les caractéristiques données dans l'exemple précédent :

$E = 1$ MeV (Co^{60}) $\quad \Gamma = 0{,}05\,\lambda$
$E = 660$ KeV (Cs^{137}) $\quad \Gamma = 0{,}066\,\lambda$
$E = 280$ KeV (Hg^{203}) $\quad \Gamma = 0{,}102\,\lambda$

Nous donnons (fig. 133) le spectre γ du rayonnement de ^{137}Cs ($E_\gamma = 0{,}661$ MeV). On remarquera la présence d'une raie parasite désignée « pic de diffusion ». Cette raie est due à des γ subissant une diffusion Compton dans la matière entourant le cristal et venant ensuite produire un effet photoélectrique dans le cristal.

DROITE D'ÉTALONNAGE. — L'enregistrement de différents spectres expérimentaux permet d'étalonner le spectromètre à scintillations et de déterminer le seuil réel, c'est-à-dire l'origine de la mesure des X_γ et des énergies.

On porte sur un même graphique 2 ou 3 raies photoélectriques d'énergies assez différentes et sur l'axe de symétrie de ces raies une ordonnée proportionnelle à l'énergie E_γ de la raie (fig. 134). On obtient ainsi 2 ou 3 points déterminant une droite d'étalonnage et un seuil (intersection de la droite avec l'axe des abscisses). C'est par rapport à ce seuil que l'on détermine la valeur de X_γ.

La résolution du spectromètre γ est d'autant meilleure que la largeur à mi-hauteur est plus petite. Pour la raie photoélectrique du ^{137}Cs (661 KeV) une bonne installation donne une largeur de 7 à 9 %, la limite théorique étant de l'ordre de 6 %.

2) Énergie $E_\gamma > 1{,}02$ MeV :

Aux énergies élevées l'effet photoélectrique est faible, par contre l'absorption du rayonnement γ par création de paires existe et prend de plus en plus d'importance.

Il faut prendre pour coefficient d'absorption :

$$\sigma_{total} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p.$$

SPECTRE THÉORIQUE :

En plus de la raie photoélectrique et de la distribution Compton, la production de paires donne naissance à deux nouvelles raies. Celles-ci résultent de l'émission de 2 photons de 510 KeV lors de l'annihilation de l'électron positif dans le cristal (fig. 135).

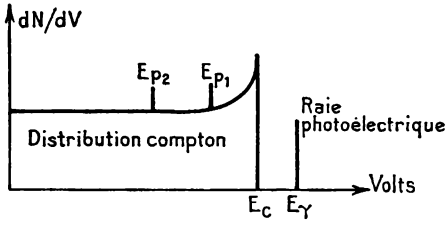


FIG. 135. — *Spectre γ théorique* $E\gamma > 1$ MeV.

Si les 2 photons sont absorbés dans le cristal on retrouve l'énergie E_γ de la raie photoélectrique.

Si l'un des 2 photons s'échappe du cristal on trouve une raie à l'énergie $E_\gamma - 0{,}51$ MeV.

Si les 2 photons d'annihilation s'échappent, c'est l'énergie

$$E_\gamma - 2 \times 0{,}51 \text{ MeV}$$

qui est enregistrée.

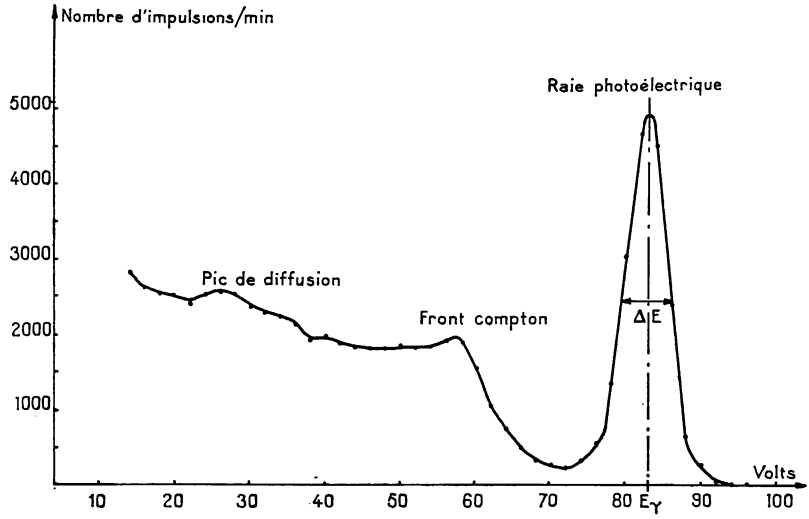


FIG. 133. — *Spectre γ de* ^{137}Cs.

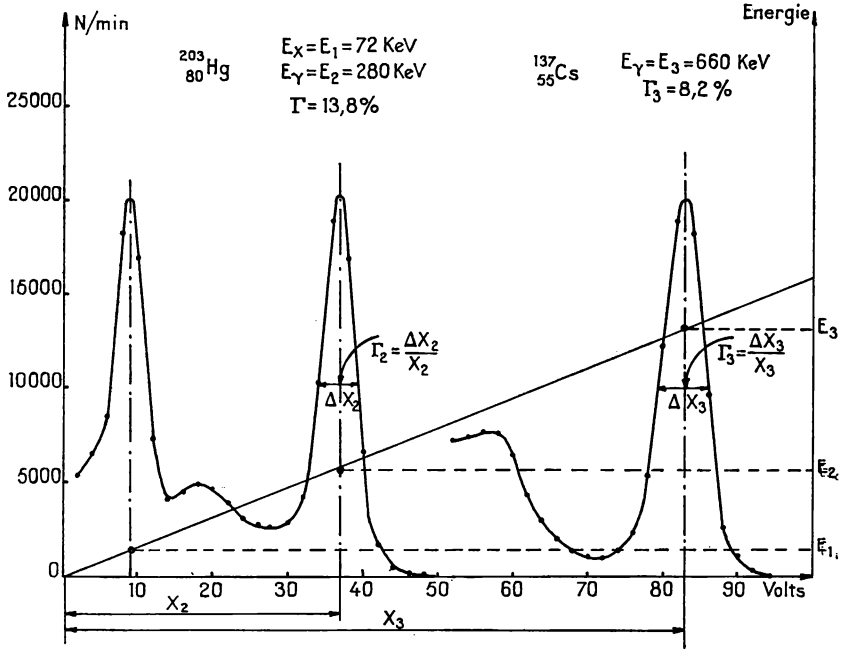


FIG. 134. — *Trois raies pour étalonnage.*

SPECTRE RÉEL :

Le spectre de l'émission γ du ^{24}Na (fig. 136) illustre bien le cas envisagé ci-dessus de $E_\gamma > 1{,}02$ MeV.

Ce nuclide émet deux rayonnements γ de 2,76 MeV et 1,38 MeV.

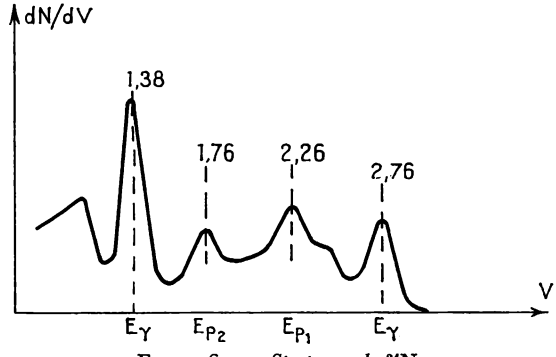


FIG. 136. — *Spectre γ de ^{24}Na.*

Les raies dûes à l'annihilation de l'électron positif et à l'échappement des photons sont parfaitement visibles.

EXPÉRIENCES IV (III)

6. — Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des basses énergies. $E_\gamma < 1$ MeV.
7. — Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des énergies élevées $E_\gamma > 1$ MeV.
8. — Contrôle de séparation chimique par spectrométrie γ. Extraction par solvant Ce-La.

EXPÉRIENCE IV-6 : *Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des basses énergies.*

On commencera par examiner à l'oscillographe les impulsions à la sortie de l'amplificateur. On vérifiera comment leur amplitude varie avec la tension appliquée au phototube et avec le gain de l'amplificateur.

On cherchera à mettre en évidence le phénomène d'empilement des impulsions en approchant une source intense très près du détecteur (ch. II, p. 81).

Les impulsions de trop forte amplitude ne peuvent pas être correctement amplifiée. On observe alors un phénomène de saturation de l'amplificateur. Il n'y a plus proportionnalité entre l'énergie laissée dans le cristal et la hauteur de l'impulsion sortant de l'amplificateur. On examinera à l'oscillographe l'apparition d'un maximum d'amplitude en augmentant pour une tension donnée le gain de l'amplificateur.

Spectre γ de $^{203}_{80}$ Hg.

Ce nuclide dont le schéma de désintégration est indiqué (fig. 137) conduit par désintégration β^- à un niveau excité de $^{203}_{81}$Tl d'énergie

$$E_\gamma = 279 \text{ KeV}.$$

Ce rayonnement γ est partiellement converti (cf. introduction, p. 28) Il y a donc émission des rayonnements $X_{K\alpha} = 73$ KeV et $X_{K\beta} = 82{,}5$ KeV du Thallium.

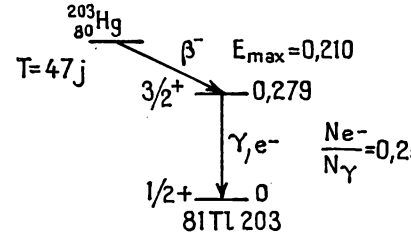


FIG. 137. — $^{203}_{80}$Hg.

On règlera la haute tension et le gain de l'amplificateur de façon à amener les impulsions de la raie photoélectrique de 279 KeV à avoir une amplitude d'environ 75 volts, ce qui doit corres-

pondre à la division 75 du sélecteur. Si le seuil est effectivement à 0 la raie de 73 KeV doit avoir une amplitude de 19 volts.

Après avoir retiré la source on vérifiera si le bruit de fond est bien négligeable et ne masque pas la raie de 73 KeV. Cette opération permet quelquefois d'observer une contamination du cristal.

Sur le spectre obtenu avec un nombre de points suffisants surtout dans la région de la raie photoélectrique, on identifiera les différentes régions, on construira la droite d'étalonnage et on déterminera les largeurs relatives à mi-hauteur.

Au voisinage du pic de 73 KeV on identifiera la raie d'échappement.

Les largeurs relatives à mi-hauteur doivent vérifier la loi en $1/\sqrt{E}$. Si ce n'est pas le cas, cela signifie que l'on travaille dans de mauvaises conditions de tension et d'amplification.

Une source sera fournie, émettant un rayonnement dont il faudra déterminer l'énergie.

Spectre de $^{137}_{55}$Cs (Fig. 138).

Une étude semblable pourra être faite avec ce nuclide qui émet un rayonnement γ de 661 KeV et un rayonnement $X_{K\alpha}$ de 32 KeV.

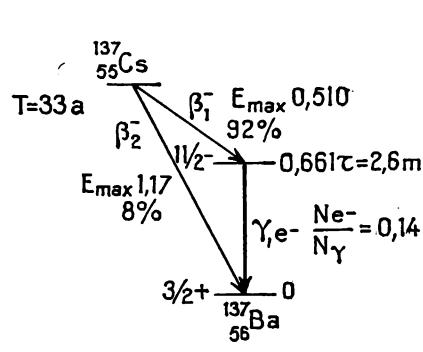


FIG. 138. — $^{137}_{55}$Cs.

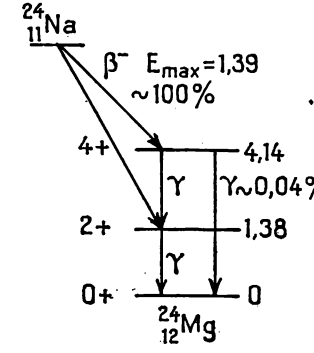


FIG. 139. — $^{24}_{11}$Na.

EXPÉRIENCE IV-7 : *Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des énergies élevées.*

Spectre de ^{60}Co (Fig. 26, p. 31).

Ce nuclide émet 2 rayonnements γ de 1,18 et 1,33 MeV.

Spectre de ^{24}Na (Fig. 139).

Ce nuclide émet 2 rayonnements γ de 1,38 et 2,76 MeV.

On identifiera chaque élément du spectre, on vérifiera la loi en $1/\sqrt{E}$ des largeurs relatives à mi-hauteur, et on mettra en évidence les « pics de paire ».

Si on en a la possibilité, on fera cette expérience avec des cristaux de diverses dimensions (1 pouce, 3/2 pouce et 2 pouces),

REMARQUE. — Au cours de ces études de spectres γ on s'attachera à comparer, suivant l'énergie, l'importance de la raie photoélectrique à celle

de la distribution Compton. On évaluera par exemple le rapport des surfaces $\frac{S_{ph}}{S_c}$ que l'on comparera au rapport des sections efficaces $\frac{\sigma_{ph}}{\sigma_c}$.

EXPÉRIENCE IV-8 : *Contrôle de séparation chimique par spectrographie* γ *Extraction par solvant cérium-lanthane.*

Principe de la méthode :

Lorsqu'on dispose de deux ou plusieurs éléments radioactifs dont les énergies des rayons γ sont suffisamment distinctes, il est possible de reconnaître la présence de traces de ces éléments grâce à la spectrométrie γ. On appliquera cette technique au mélange de deux terres rares, le cérium et le lanthane. Le cérium 141 de 33,1 jours de période se désintègre par émission β^- accompagnée d'un rayonnement γ de 145 KeV. Le lanthane 140 a une période de 40 h. Le spectre γ de ce radioélément est complexe. Parmi les raies à (1,62, 0,82, 0,49, 0,335 et 0,093 MeV) nous nous intéresserons aux raies de 0,49 et 0,335 MeV.

La manipulation consiste d'une part à tracer le spectre du mélange cérium lanthane, d'autre part à extraire le cérium du mélange et vérifier sa pureté. La séparation est faite par *extraction par solvant.* L'extraction liquide-liquide est une méthode de séparation d'un emploi courant en chimie organique. Son application en radiochimie s'est développée en raison de la possibilité d'utilisation dans un grand domaine de concentration et pour des microquantités d'éléments. Elle ne nécessite pas d'entraîneur et permet de préparer des produits d'activité spécifique élevée.

Lorsqu'on met en contact deux liquides non miscibles, les substances dissoutes dans ces liquides se répartissent entre les deux phases suivant un isotherme de partage défini par la loi de Nernst. Par exemple les concentrations d'un composé dans une phase organique *s* et dans une phase aqueuse *aq* seront liées par la relation :

$$\frac{\gamma_1 C_s}{\gamma_2 C_{aq}} = K_t$$

où K est une constante dépendant de la température, γ_1 et γ_2 les coefficients d'activités dans les deux liquides.

Le plus souvent on a à faire à une solution aqueuse mise en présence de solvant non miscible comme le tétrachlorure de carbone, le chloroforme, l'éther, le benzène, etc... On peut faire passer plus ou moins complètement une substance de la phase aqueuse à la phase organique. Pour cela il faut ou bien engager les ions existant en phase aqueuse dans une molécule covalente où la charge est masquée, ou bien faire entrer l'ion dans un complexe chélaté neutre.

L'extraction des nitrates de terres rares et plus particulièrement de cérium de valence 4 peut se faire à partir de solutions nitriques assez concentrées en ajoutant du tributylphosphate : on obtient

$Ce(NO_3)_4 . 2$ T.B.P. et les six groupements ($4\ NO_3$ et 2 T.B.P.) placés autour de l'atome de cérium sont extraits de la solution aqueuse. On dilue habituellement le tributylphosphate à 25 % dans le benzène pour permettre après agitation une décantation rapide en raison de la grande différence de densité avec l'eau.

L'extraction des ions de valence III dans ces conditions étant très faible, on oxyde le cérium à la valence 4 par le bromate de potassium et le lanthane qui reste à la valence III ne peut être extrait.

Cette méthode est utilisée également pour séparer le cérium d'autres terres rares pour lesquelles on sait que les techniques chimiques habituelles sont inefficaces.

Mode opératoire.

1° EXTRACTION. — On dispose d'une solution nitrique 9 normale de lanthane et cérium dont on prend 0,5 cm^3 dans un tube à essai rodé, à l'aide d'une pipette et d'une poire propipette. On ajoute 2 gouttes d'une solution 2 normale de bromate de potassium. Dans un tube à essai on verse 4 cm^3 de benzène et 1 cm^3 de tributyle phosphate. On sature avec 2 cm^3 de solution HNO_3 9 normal en agitant et on prélève 3 cm^3 que l'on ajoute aux 0,5 cm^3 de solution de lanthane-cérium.

On place le tube rodé dans une gaine de plexiglass et on agite pendant 10 mn sur le vibreur électrique et on laisse décanter. On prélève alors la phase aqueuse (couche inférieure) que l'on traite *une seconde fois* dans un 2e tube rodé; en ajoutant 2 gouttes de $KBrO_3$ et 2 cm^3 restant de benzène et tributyle phosphate. On agite à nouveau et on rassemble les 2 phases organiques.

2° EXTRACTION EN RETOUR. — Les 5 cm^3 de phase organique sont mélangés avec une solution d'eau oxygénée. On ajoute donc 2 cm^3 d'une solution d'eau oxygénée dont le but est de réduire le cérium à la valence III, sous laquelle il passe alors dans la phase aqueuse par agitation de 10 mn au vibreur. On prélève cette phase que l'on place dans un verre de montre.

3° PRÉPARATION DES DÉPOTS RADIOACTIFS A MESURER. — On évapore à sec :

a) la phase aqueuse de retour dans laquelle doit se trouver le cérium sans lanthane,

b) la phase aqueuse de départ contenant outre le lanthane des traces restantes de cérium,

c) 0,5 cm^3 de la solution de départ non séparée.

4° MESURES DE SPECTROMÉTRIE GAMMA. — On fera le spectre γ des 3 dépôts actifs.

Le sélecteur est réglé de façon à pouvoir mesurer les rayonnements entre 50 KeV et 500 KeV. On étalonnera rapidement avec une source de *mercure* 203 (280 *et* 72 KeV).

On vérifiera ensuite :

a) le spectre du cérium exempt de lanthane après séparation (raie de 145 KeV).

b) le spectre complexe du mélange.

c) On examinera le spectre du dépôt provenant de la phase aqueuse nitrique initiale et on cherchera s'il reste une quantité importante de cérium.

Tracer tous les spectres correspondants.

Évaluer les surfaces.

CHAPITRE V

ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

La plaque photographique est constituée par une couche de gélatine d'épaisseur 50μ à 600μ, contenant des microcristaux de bromure d'argent et déposée sur un support de verre.

Lorsqu'une particule chargée traverse les microcristaux d'une émulsion photographique, elle perd une certaine quantité d'énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ communiquée aux électrons libérés par ionisation.

Ces électrons peuvent acquérir une énergie suffisante pour être placés énergétiquement dans la bande de conduction du cristal. Après diffusion à l'intérieur de celui-ci, ils peuvent se fixer en certains points particuliers du cristal (centre de sensibilité), attirer à eux des ions interstitiels positifs d'argent — toujours présents dans le cristal — et former des atomes d'argent. Par répétition du processus on aura un amas de quelques atomes d'argent (centre de développement) à partir duquel s'amorcera, lors du développement, la réduction de tous les ions Ag^+ du cristal en argent métallique.

Si ces grains sont assez rapprochés les uns des autres, ils forment après développement une ligne plus ou moins continue qui matérialise la trajectoire de la particule.

On peut ainsi « voir » la trajectoire et on peut effectuer des mesures renseignant sur la charge, la masse, l'énergie et la quantité de mouvement de la particule.

***

EXPÉRIENCE V

1. — Détermination du parcours moyen des particules du thorium C et du thorium C'.

Dans le cas des particules α, la trajectoire dans les plaques est sensiblement une ligne droite.

On définit le « *parcours* » de la particule dans l'émulsion : comme la distance séparant les grains extrêmes rendus développables.

Ce parcours est soumis à des fluctuations, telle la fluctuation du pouvoir d'arrêt de l'émulsion.

Le parcours moyen étant R_0, la probabilité d'observer un parcours compris entre R et R + dR s'écrit :

$$P(R)\,dR = \frac{I}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-[R-R_0]^2/2\sigma^2}\, dR$$

$$P(R)\,dR = \frac{I}{\alpha\sqrt{\pi}}\, e^{-[R-R_0]^2/\alpha^2}\, dR$$

$$P(R)\,dR = \frac{I}{2S}\, e^{-(\pi/4S^2)[R-R_0]^2}\, dR$$

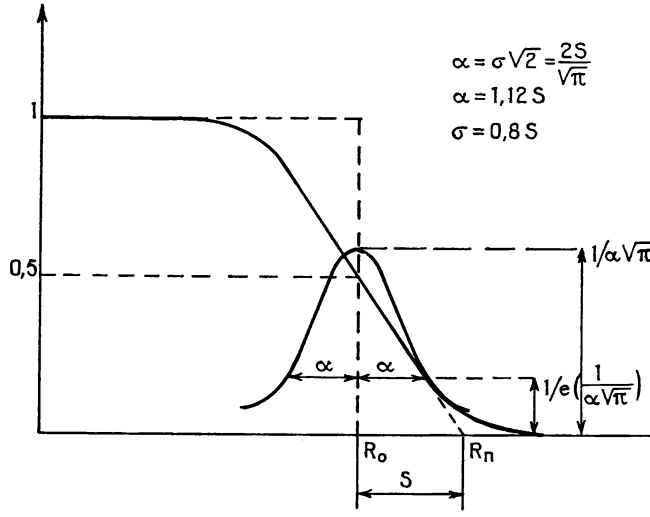


FIG. 140. — *Parcours moyen et parcours extrapolé.*

σ écart quadratique moyen (ch. III),

α paramètre de straggling $\alpha = \sqrt{2}\sigma$; $\alpha = \frac{2S}{\sqrt{\pi}}$,

S straggling $S = \frac{\sigma\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}}$.

Rappelons que la 1/2 largeur a mi-hauteur d'une distribution gaussienne est $1{,}17\sigma$ (ch. III, p. 101).

Les différents paramètres σ, α et S sont définis (fig. 140) sur les spectres intégral et différentiel normalisés.

Expériences.

Conditions d'irradiation de l'émulsion.

La source de rayonnements α est constituée par un dépôt actif de thorium, celui déjà utilisé dans l'expérience II, 1 page 89.

L'émulsion photographique utilisée enregistre seulement les particules α du thorium C et du thorium C'.

Le faisceau canalisé est reçu sur une émulsion légèrement inclinée par rapport à l'axe du faisceau (fig. 141). Le tout est placé dans le vide. On obtient à la surface de l'émulsion des traces grossièrement parallèles, entre elles et sensiblement horizontales constituant deux groupes de longueurs différentes. Les rayons α de thorium C' sont les plus énergiques et ont par suite un plus long parcours.

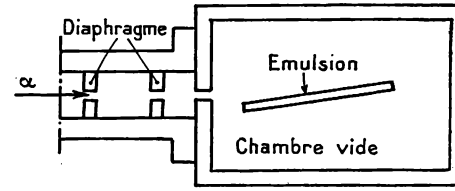


Fig. 141. — *Dispositif pour préparation des plaques.*

Les traces étant horizontales il n'y a pas lieu de tenir compte du facteur de contraction de l'émulsion après le traitement.

Observation des traces au microscope.

1° Vérifier que le faisceau lumineux est bien centré.

2° Poser la plaque sur la platine et faire la mise au point en utilisant d'abord l'objectif à sec. Pour cela *amener d'abord l'objectif au contact de l'émulsion* sans regarder dans l'oculaire et le relever lentement jusqu'à ce que l'on obtienne une image nette. Déplacer le condenseur jusqu'à ce que l'éclairage soit uniforme. (D'une manière générale les conditions optima sont réalisées quand l'objectif et le condenseur sont symétriques par rapport à la plaque). On peut ainsi observer rapidement l'allure générale des traces et distinguer les deux sortes de parcours. L'extrémité de la trace correspondant à la fin du parcours est en général un peu plus épaisse et comporte une petite déviation. Passer ensuite à l'objectif à immersion. Mettre une goutte d'huile de cèdre sur l'émulsion, monter le condenseur au maximum et amener *très lentement* à l'œil nu l'objectif au contact de la goutte d'huile. (*Manipuler avec précaution* car un contact brusque risque de casser la lentille frontale de l'objectif). Chercher la mise au point en manœuvrant *très lentement* la vis de réglage rapide. Compléter le réglage au moyen de la vis micrométrique.

1. Mesure de la longueur des traces. — Amener une trace parallèle

aux divisions du micromètre oculaire. Mettre au point successivement sur les deux extrémités et lire les divisions correspondantes a et b du micromètre.

La longueur de la trace $= a - b$.

On pourra utiliser la convention suivante.

Toute trace dont la longueur dépasse la moitié de l'intervalle de deux divisions consécutives a et $a + 1$ sera notée $a + 1$.

Toute trace dont la longueur est inférieure à la moitié de cet intervalle sera notée a (fig. 142).

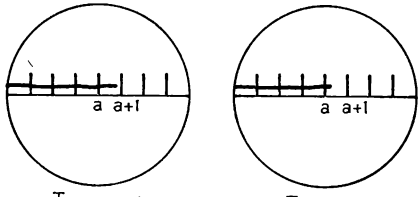


FIG. 142. — *Traces* a *et* a + 1.

On mesurera ainsi ou moins 200 traces en faisant varier la position de la plaque. Amener chaque fois la trace sensiblement à la même position dans le champ.

2. DÉTERMINATION DU PARCOURS MOYEN R_0.

a) *Construction de l'histogramme de ces traces* (fig. 143).

Porter en abscisse les longueurs R mesurées.

Porter en ordonnée le nombre de traces N (R) ayant une longueur R. Construire la courbe en escalier passant par les points obtenus. On obtien-

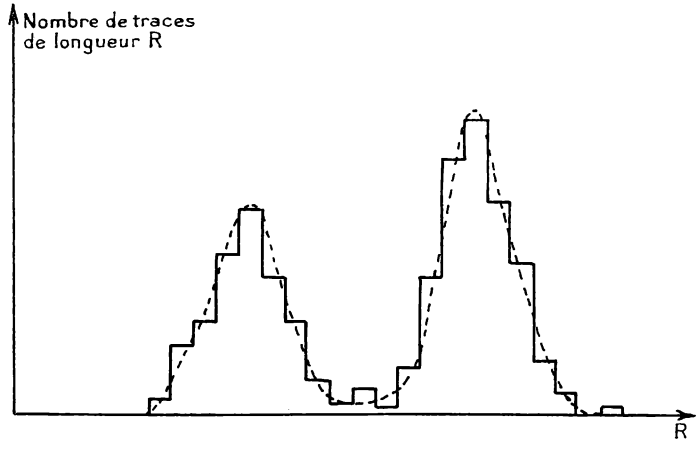


FIG. 143. — *Histogramme.*

dra ainsi les deux histogrammes correspondant aux deux parcours. On verra que ces longueurs se répartissent statistiquement autour d'une certaine valeur moyenne. Si le nombre de mesure était assez grand et l'intervalle entre deux divisions du micromètre suffisamment petit par rapport à la valeur moyenne, on obtiendrait une courbe continue obéissant à la loi de Gauss à condition toutefois qu'il n'y ait pas d'erreurs systématiques dans les mesures et dans l'émission des particules α.

b) *Évaluation du parcours moyen.*

1° Évaluer d'une part le parcours moyen en faisant la moyenne arithmétique des résultats obtenus.

2° Tracer par ailleurs la courbe continue entourant la même surface que le diagramme en escalier. En déduire une nouvelle valeur au parcours moyen R_0 et la 1/2 largeur à mi-hauteur du maximum (fig. 143).

3° Construire la courbe de Gauss correspondant aux σ et R_0 obtenus (on peut utiliser des feuilles de papier millimétré ordinaires ou des feuilles semi-logarithmiques). Comparer les deux valeurs précédentes du parcours moyen et les deux courbes continues.

Précisions des résultats.

Les erreurs possibles sont de deux sortes :

a) les erreurs dues aux fluctuations statistiques déjà mentionnées qui interviennent dans la courbe de Gauss. La précision sur la détermination de R_0 et σ à partir de cette courbe dépend du nombre total n de mesures (fluctuations de mesures). L'erreur sera d'autant plus faible que n sera plus élevé. On peut montrer que l'ensemble de ces erreurs sur R_0 sera $\pm \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$

b) *Les erreurs systématiques* qui se superposent aux précédentes et peuvent être dues :

1° au fait que quelques grains à l'origine de la trace ont pu être effacés ou non développés,

2° à l'absorption des particules α dans la matière de la source,

3° à la diffusion des particules α sur le diaphragme, erreur qu'on élimine en ne mesurant que les traces parallèles.

Ces erreurs raccourcissent certaines trajectoires et donnent un excès de parcours faibles. L'histogramme sera donc légèrement asymétrique et la valeur de R_0 déduite de la moyenne arithmétique trop faible. Par contre si on trace la courbe de Gauss symétrique en utilisant les parcours $> R_0$ on peut réduire cette erreur.

Évaluer les différentes erreurs et calculer :

$$R_0 \pm \Delta R_0.$$

3. Mesure de la valeur réelle d'une division.

Remplacer la plaque par un micromètre-objet gradué en 1/100 mm. Mettre au point l'échelle du micromètre avec l'objectif à sec. Bien fixer le micromètre, ajouter une goutte d'huile et passer à l'immersion. (Manœuvrer avec précaution comme ci-dessus car le micromètre est fragile.)

Évaluer le nombre N de divisions du micromètre-objet coïncidant avec N′ divisions du micromètre oculaire. La valeur d'une division du micromètre oculaire est $\frac{N}{N'}$ en 1/100 mm.

En déduire la valeur du parcours moyen R_0 en microns.

4. Évaluation du pouvoir d'arrêt de l'émulsion par rapport a l'air, c'est-à-dire du rapport $\frac{R_0 \text{ émulsion}}{R_0 \text{ air}}$.

Parcours moyen dans l'air des α (cm)

R Th	3,98	Th A	5,638
Th X	4,28	Th C	4,730
Th	5,004	Th C′	8,570

5. Détermination de l'énergie des deux groupes α.

On utilisera la courbe parcours-énergie ci-jointe (fig. 144) et on déterminera la précision que l'on peut obtenir sur ces valeurs de l'énergie $E \pm \Delta E$.

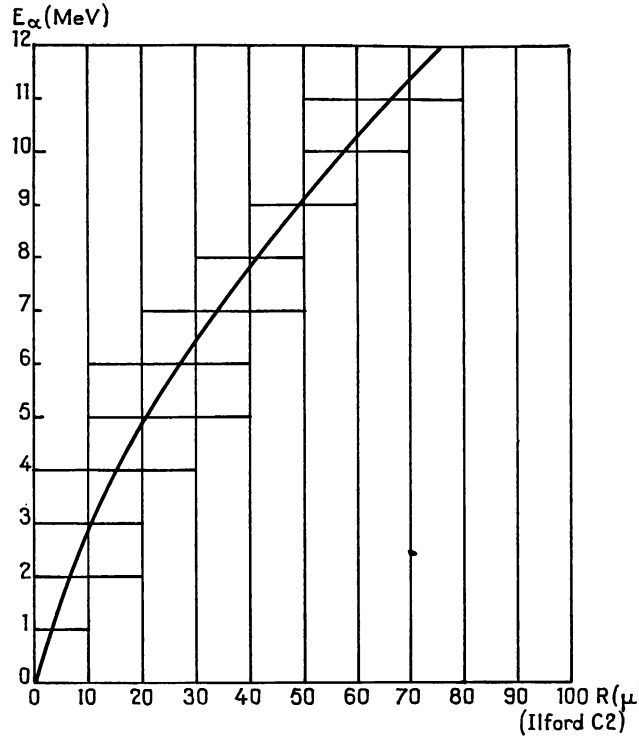


FIG. 144. — *Relation parcours énergie α dans Ilford.*

Il faut noter que cette courbe a été obtenue pour une émulsion particulière et dans des conditions d'humidité extérieure qui peuvent être différentes de celle de l'émulsion étudiée.

6. ÉVALUATION DU POUVOIR SÉPARATEUR DE L'ÉMULSION.
C'est-à-dire de la différence d'énergie minimum que doivent présenter deux groupes mono-cinétiques de particules α afin que leurs histogrammes soient encore distincts.

7. ÉVALUER LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT DU THORIUM C (Tabl. p. 90) :

$$\frac{N\alpha \text{ Th C}}{N\beta \text{ Th C}} = \frac{N\alpha \text{ Th C}}{N\alpha \text{ Th C}'}.$$

REMARQUE : Ne pas oublier à la fin de l'expérience de nettoyer l'émulsion et l'objectif à immersion. Pour cela essuyer au papier Joseph en utilisant un peu de xylène (le moins possible car il y aurait risque de décoller les lentilles).

DEUXIÈME PARTIE

MÉTHODES D'ÉTUDE DE LA STRUCTURE NUCLÉAIRE

DANS L'INTRODUCTION *nous disions que les rayonnements émis par les noyaux excités, lorsque l'on était capable de les détecter et d'établir leurs caractéristiques; natures, intensité, énergie, direction... fournissaient de précieux renseignements sur la structure nucléaire.*

Dans la première partie, nous avons examiné différents modes de détection et déjà nous avons appris à mesurer des énergies (Énergies γ *et* α*).*

Il nous reste dans cette seconde partie à indiquer les méthodes qui permettent d'établir le schéma de désintégration d'un nuclide, schéma où doivent figurer les caractéristiques quantiques de ses différents états.

Pour ce nuclide il faudra en particulier établir :

1) *son mode de désintégration,*

2) *la période de cette désintégration,*

3) *l'énergie totale d'excitation du noyau initial.*

Si le noyau final est lui-même excité, il faut déterminer ses différents états possibles d'excitation et leurs caractéristiques, pour cela il faut établir :

4) *la liste des rayonnements* γ *émis, leurs énergies, et l'ordre des niveaux en recherchant le couplage des différents rayonnements (méthode des coïncidences* β-γ *et* γ-γ),

5) *la nature et la multipolarité du rayonnement* γ *(méthodes des coefficients de conversion et des corrélations angulaires).*

Enfin l'étude directe des rayonnements émis au cours d'une expérience de diffusion inélastique ou de réaction nucléaire, complète la liste des informations recueillies par l'étude des schémas de désintégration en fournissant en particulier, des renseignements sur la structure des noyaux dans leur état fondamental.

CHAPITRE VI

VIE MOYENNE DES ÉTATS EXCITÉS

Si on considère un grand nombre d'atomes dont les noyaux sont dans un état d'excitation donné, la durée de vie d'un atome dans cet état peut avoir une valeur entre zéro et l'infini, par contre la vie moyenne de cet ensemble d'atomes est une grandeur bien définie qui sert à caractériser l'état excité.

I. — CONSTANTE RADIOACTIVE

Par unité de temps, on observe la désintégration de $\frac{dN}{dt}$ atomes à l'instant t. L'ensemble comprenait alors $N(t)$ atomes. On peut donc définir la probabilité λ de désintégration par unité de temps :

$$\frac{dN}{N(t)} = -\lambda\, dt \qquad (1)$$

Si on fait l'hypothèse que cette probabilité est la même pour tous les atomes excités (qui sont supposés identiques) et de plus, si on admet que pour un atome cette probabilité est indépendante de son âge (l'atome excité ne modifiant pas ses caractéristiques tant qu'il ne se désintègre pas), alors λ est une constante qui caractérise l'état excité. C'est la constante radioactive

L'intégration de l'équation (1) conduit à l'expression classique donnant le nombre d'atomes excités présents au temps t, $N(t)$ à partir du nombre de N_0 présents à l'instant $t = 0$

$$\boxed{N(t) = N_0\, e^{-\lambda t}.}$$

II. — VIE MOYENNE

Le nombre d'atomes qui subissent une désintégration entre les instants t et $t + dt$ est $dN = -\lambda N(t)\, dt$.

Ces dN atomes ont donc vécu le temps t.
La vie totale de tous les atomes (N_0) est donc :

$$\int_0^\infty -\lambda N(t)\, t dt = \int_0^\infty -\lambda N_0\, e^{-\lambda t}\, t\, dt$$

et la vie moyenne d'un atome (τ) s'exprimera :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty -\lambda N_0\, e^{-\lambda t}\, t\, dt$$

et après intégration par parties :

$$\boxed{\tau = \frac{1}{\lambda}.}$$

III. — PÉRIODE

La probabilité de survie d'un atome est, au temps t, $\frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t}$.
La période T est définie comme le temps au bout duquel $\frac{N(T)}{N_0} = 1/2$.

$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} \qquad \text{d'où} \qquad \text{Log } 2 = \lambda T$$

$$\boxed{T = \frac{0{,}693}{\lambda}.}$$

IV. — PROBLÈME DE DEUX CORPS EN FILIATION

substance mère $N_1(t)$, λ_1
substance dérivée $N_2(t)$, λ_2.

Destruction de la substance mère : $N_1(t) = N_{01}\, e^{-\lambda_1 t}$.
Vitesse de formation de la substance dérivée $\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$.
Nombres d'atomes $N_2(t)$ de la substance dérivée au temps t :

$$\boxed{N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01}\, e^{-\lambda_1 t} + \left(N_{02} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} \right) e^{-\lambda_2 t}.}$$

1er CAS : $\lambda_1 \ll \lambda_2$

$$N_{01} \simeq \text{Cte} \qquad N_1(t) \simeq N_{01}.$$

Si $N_{02} = 0$ $\qquad N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01} (1 - e^{-\lambda_2 t})$

Si $t = \infty$ $\qquad N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01}.$

2e CAS : au début, seule la substance mère est présente

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}].$$

La substance dérivée a une concentration maximum au temps t :

$$t = \text{Log}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) \cdot \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Quand $\lambda_2 > \lambda_1$ la substance dérivée se détruit en apparence avec la période de la substance mère (équilibre de régime). Quand la substance mère a une vie très longue, au bout d'un temps suffisamment long, l'activité de l'ensemble demeure invariable (équilibre radioactif).

V. — LARGEUR D'UN NIVEAU

A la vie moyenne τ d'un état excité se trouve associée une autre grandeur Γ, la largeur du niveau.

En mécanique ondulatoire un état est décrit par une fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t) = \psi(r, \theta, \varphi)\varphi(t)$.

L'onde plane monochromatique

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})\, e^{-i\omega t} \qquad \text{où} \qquad \omega = E/\hbar.$$

peut être utilisée pour décrire un état stationnaire dont l'énergie E est parfaitement définie ($\Delta E = 0$). La probabilité de présence qui, en mécanique ondulatoire, est donnée par le produit $\psi^*\psi$ est, dans le cas d'une onde plane monochromatique, indépendante du temps.

Pour décrire un état excité de vie moyenne τ il faut introduire dans l'expression de la fonction d'onde un terme dépendant du temps de façon telle que la probabilité de présence de l'état, s'exprime

$$\psi^*\psi\, e^{-\lambda t}.$$

La probabilité de trouver le niveau excité au bout du temps t est bien alors proportionnel à $e^{-\lambda t}$.

On arrive à ce résultat en prenant :

$$\varphi(t) = \exp\left[-i\left(E - i\frac{\Gamma}{2}\right)\frac{t}{\hbar}\right] \qquad \text{ou} \qquad \frac{\Gamma}{\hbar} = \lambda.$$

Le paramètre Γ a la dimension d'une énergie, c'est la largeur du niveau excité.

La description du niveau excité est maintenant mieux définie

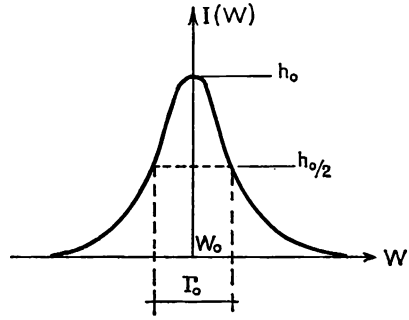


FIG. 145. — *Largeur d'un niveau.*

dans le temps (vie moyenne τ) par contre son énergie est moins bien définie (largeur Γ) (fig. 145).

Nous retrouvons la relation d'incertitude :

$$\Gamma\tau \simeq \hbar.$$

APPLICATION. — $\Gamma\,(ev) = \dfrac{0{,}66}{\tau\,(\text{sec})}\,10^{-15}$.

Radioactivité γ	$\tau \simeq 10^{-12}$ sec	$\Gamma \simeq 10^{-3}$ eV.
Réactions nucléaires	$\tau \simeq 10^{-20}$ sec	$\Gamma \simeq 100$ KeV.

La transition γ s'effectue entre 2 états dont le spin est défini; on peut donc la caractériser par la variation de spin ΔI (fig. 146).

Du point de vue corpusculaire $\Delta I = L$ représente le moment angulaire total du photon émis.

Plus le moment L augmente, plus l'émission de photon devient improbable.

Le photon ayant un spin égal à l'unité et L étant le moment angulaire total, la transition γ avec $L = 0$ est interdite.

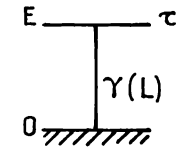


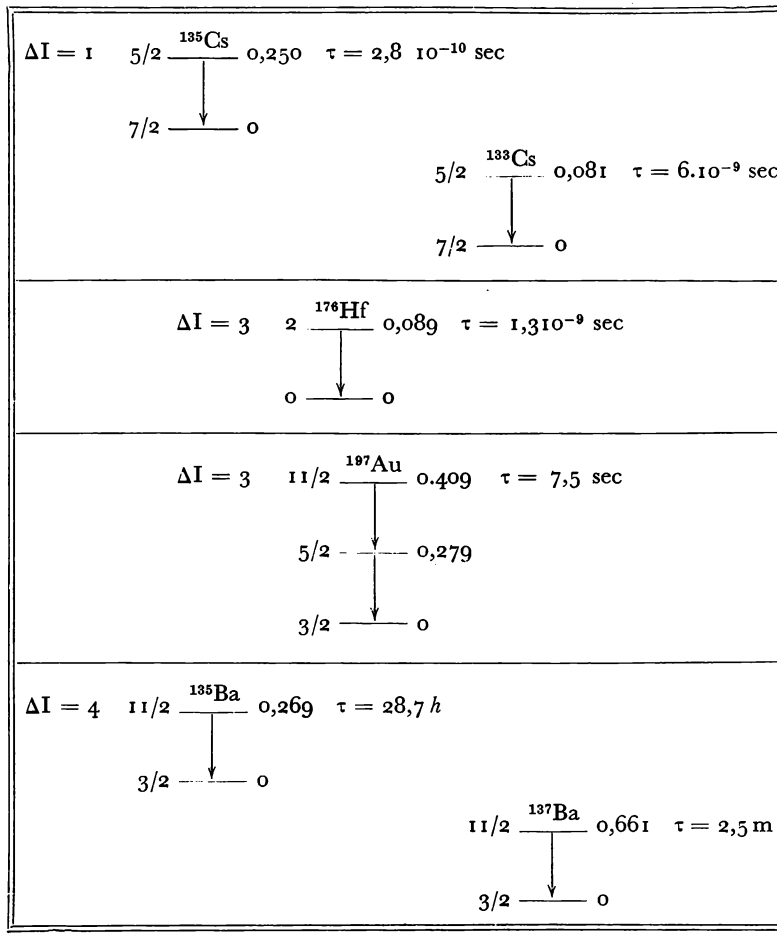
FIG. 146.
Transition γ.

La probabilité de transition $P = \dfrac{1}{\tau}$ devenant plus petite on voit que τ augmente avec ΔI.

Enfin pour une même valeur de L la vie moyenne de l'état excité dépendra de l'énergie de la transition.

Le tableau suivant où figurent les niveaux métastables de quelques nuclides illustre les remarques précédentes.

TABLEAU XI



VI. — NUCLIDE AYANT PLUSIEURS VOIES DE DÉSINTÉGRATION

Le nuclide $^{64}_{29}Cu$ (fig. 147) par exemple a 3 voies de désintégration.

1) émission β^-,
2) émission β^+,
3) capture électronique.

Ce corps décroît avec une période T = 12,8 h.
Sa probabilité totale de désintégration est donc :

$$P = \frac{0{,}693}{12{,}8 \times 3\,600} = 15\ 10^{-6}\ \text{sec}^{-1}.$$

Le rapport des intensités de désintégration β^-/capt/β^+ est 40 %/

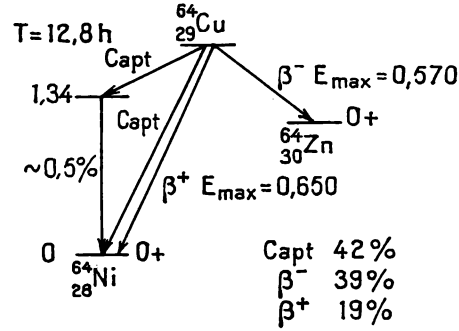


FIG. 147. — $^{64}_{29}Cu$.

40 %/20 %/ ce qui veut dire que l'on détecte 2 fois plus de rayons β^- que de rayons β^+ lors de la décroissance.

La probabilité totale étant la somme des probabilités partielles :

$$P = P_{\beta-} + P_{Capt} + P_{\beta+}.$$

La probabilité partielle de désintégration β^- est :

$$P_{\beta-} = \frac{P \times 40}{100} = 6\ 10^{-6}\ \text{sec}^{-1}$$

d'où l'on déduit la période partielle $T_{\beta-} = \frac{0{,}693}{6}\ 10^6$ sec soit $T_\beta \simeq 32$h.

De même la largeur totale Γ d'un état est égale à la somme de ses largeurs partielles Γ_i :

$$\Gamma = \Sigma\Gamma_i.$$

EXPÉRIENCE VI.

1. — Mesure de période.

Parmi les corps radioactifs obtenus à partir d'un bombardement de neutrons lents issus d'une source de radium-beryllium, citons les deux isotopes de l'argent : ^{108}Ag et ^{110}Ag.

Les réactions conduisant à la formation et à la désintégration de ces 2 nuclides sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
&{}^{107}_{47}\mathrm{Ag} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{108}_{47}\mathrm{Ag} + \gamma \\
&\qquad\qquad \swarrow \\
&{}^{108}_{47}\mathrm{Ag} \rightarrow {}^{108}_{48}\mathrm{Cd} + \beta^- \quad (\mathrm{T} = 2{,}3 \text{ mn}) \\
&{}^{109}_{47}\mathrm{Ag} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{110}_{47}\mathrm{Ag} + \gamma \\
&\qquad\qquad \swarrow \\
&{}^{110}_{47}\mathrm{Ag} \rightarrow {}^{110}_{48}\mathrm{Cd} + \beta^- \quad (\mathrm{T} = 24 \text{ sec.}).
\end{aligned}$$

L'argent naturel comprend 2 isotopes stables :

$$^{107}\mathrm{Ag}\ (52\ \%) \qquad \text{et} \qquad ^{109}\mathrm{Ag}\ (48\ \%).$$

Lorsqu'on irradie aux neutrons une lame d'argent, on forme les 2 isotopes radioactifs de périodes différentes.

Si N_0 représente le nombre des atomes ^{108}Ag présents à l'instant pris pour origine $t = 0$.

Au temps t le nombre d'atomes encore présents est :

$$N(t) = N_0\, e^{-\lambda t}. \qquad (1)$$

Le nombre d'atomes qui se désintègrent par unité de temps au temps t est donné par :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N(t). \qquad (2)$$

C'est un nombre proportionnel à celui-ci que l'on enregistre sur l'échelle de numération d'une installation Geiger-Müller lorsque la source (Ag) est placée à proximité du compteur.

Le nombre total des impulsions enregistrées par l'installation entre le temps $t = 0$ et le temps t est :

$$N' = N_0 - N(t) = \int_0^t -dN = N_0\,(1 - e^{-\lambda t}). \qquad (3)$$

On peut obtenir la valeur de λ à partir de la variable de $N(t)$ en fonction du temps.

$$\text{Log } N(t) = \text{Log } N_0 - \lambda t.$$

Si on porte sur un graphique Log $N(t)$ en fonction du temps, on obtient une droite de pente $-\lambda$. La connaissance de cette constante permet d'atteindre la valeur de la période T.

Il faut dans cette méthode, pour chaque valeur de N' (équation 3) calculer la quantité $N_0 - N' = N(t)$ et par conséquent connaître N_0.

Détermination de N_0.

a) On peut tracer la courbe $N'(t)$ en fonction du temps et chercher la

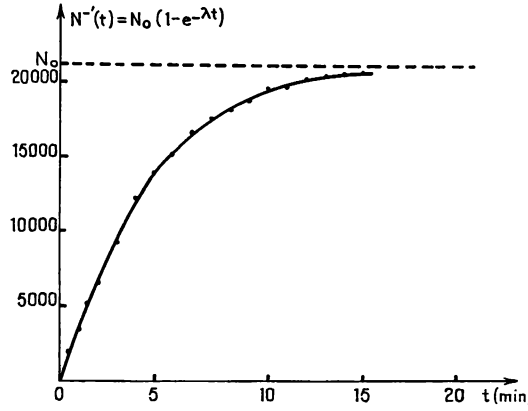


FIG. 148. — *Courbe expérimentale* $N'(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$ (Mesure de N_0).

position de l'asymptote de celle-ci (fig. 148)

$$N'(t) = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

b) On peut construire la courbe représentative de la fonction $tN'(t)$. Celle-ci admet en effet une asymptote de pente N_0 (fig. 149).

c) Une autre méthode plus rapide consiste à construire la courbe :

$$\text{Log}\left(-\frac{dN)}{dt}\right) = \text{Log } \lambda N_0 - \lambda t$$

$-\frac{dN}{dt}$ représente un facteur proportionnel au nombre d'impulsions enregistrées par unité de temps (1 mn) à l'instant t où l'on effectue la mesure. Il est facilement accessible : on pourra par exemple prendre le nombre de coups par minute N et porter le logarithme de cette valeur en fonction du temps (fig. 150). On utilisera un papier semi-logarithmique sur lequel il suffira de porter N en fonction du temps.

Une étude détaillée du problème montre que cette méthode est moins précise que la méthode précédente qui donne lieu, en particulier, au tracé

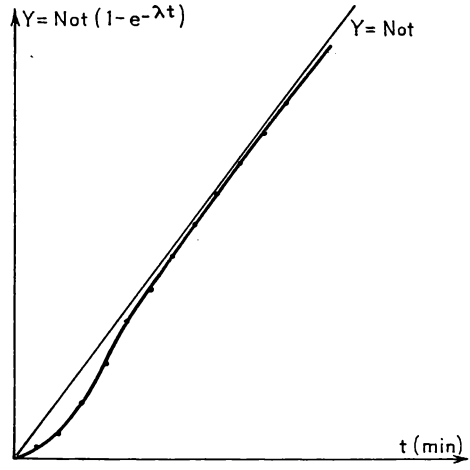


FIG. 149. — *Courbe expérimentale* tN'(*t*), (Mesure de No).

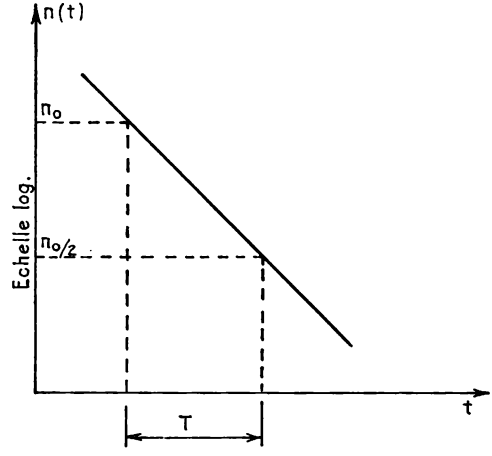


FIG. 150. — *Décroissance en échelle log.*

de courbes sur lesquelles les phénomènes de fluctuation se font beaucoup moins sentir que dans le cas de la fonction Log $\left(-\frac{dN}{dt}\right)$.

Décomposition d'une courbe de décroissance.

Si plusieurs isotopes radioactifs de périodes différentes sont présents dans la source radioactive étudiée, la courbe de décroissance n'a pas l'aspect

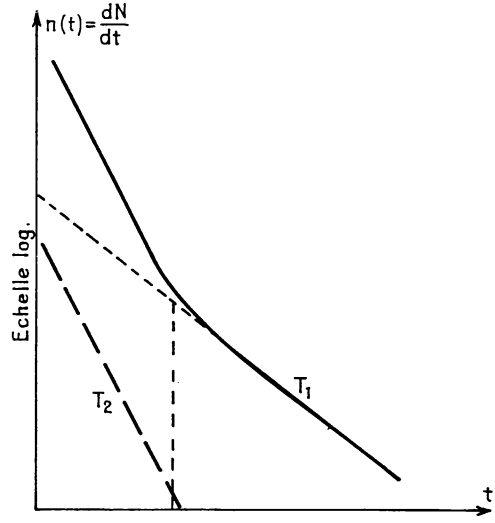


FIG. 151. — *Décomposition en 2 périodes* T_1 *et* T_2.

d'une droite. Dans le cas de 2 isotopes, elle aura l'aspect de la courbe de la figure 151.

On observe qu'à partir du temps t_1 la courbe est une droite qui correspond à la période la plus longue T_1.

Pour obtenir la période courte T_2, il faut retrancher de l'intensité totale l'intensité correspondant à la période T_1 que l'on extrapole :

$$I_2 = I - I_1.$$

L'expérience consiste à préparer quelques radio-éléments artificiels en bombardant des éléments stables par des neutrons et à mesurer les périodes des corps obtenus.

Pour préparer ces radioéléments, Ag et In il suffira de mettre des échantillons des éléments stables correspondant dans des trous pratiqués dans un bloc de paraffine contenant une source de *neutrons*. Les plans de l'ensemble source-protection seront donnés fig. 223, p. 240.

Cette source est constituée, dans le cas présent, d'un tube contenant un mélange de poudre de beryllium et de sel de radium. Elle émet des neutrons qui se ralentissent en circulant dans la paraffine, puis viennent réagir sur les noyaux des corps qu'ils rencontrent.

Avant de soumettre les échantillons au flux de neutrons, on mesurera le mouvement propre de l'installation de Geiger-Müller en les plaçant au voisinage du compteur dans une position de mesure bien définie (ils peuvent en effet, porter des poussières radioactives).

Après un certain temps d'activation, on placera les échantillons près du compteur et on notera le nombre enregistré par le système de numération d'instant en instant.

On vérifiera que le mouvement propre n'a pas notablement varié.
On établira alors le tableau de nombres suivant :

Nombre lu sur le totalisateur	t (en mn)	Mouvement propre	N′ (défalqué du mouvement propre)	N′t	$N_0 - N'$	Log $(N_0 - N')$

et on calculera N_0, λ, T_1 et éventuellement T_2.

On fera l'expérience avec de l'Argent ou de l'Indium.

Temps d'activation : 1 à 5 mn avec la source Ra-Be donnant dans 4π 10^7 neutrons par sec pour l'argent, 50 mn pour l'indium.

Noter le nombre enregistré de 15 en 15 sec au début, puis ensuite de 30 en 30 sec. Suivre la décroissance 30 mn environ pour Ag, plusieurs heures pour In.

Mesure de périodes courtes, méthode des coïncidences retardées.

Cette technique nécessite la connaissance du principe de la méthode des coïncidences (ch. VIII, p. 196) ; nous traiterons donc le problème des périodes courtes au chapitre IX (p. 210) sous le titre : « Vie moyenne des états excités. »

CHAPITRE VII

SPECTROMÉTRIE α, β ET γ

MESURE DES ÉNERGIES D'EXCITATION

Les désintégrations radioactives évoluant toujours vers un noyau stable, ce dernier est pris comme état fondamental d'énergie zéro. C'est par rapport à lui que l'on mesure les énergies des niveaux excités. Pour atteindre ces énergies, il faut identifier les rayonnements émis et mesurer leur énergie. Il faudra encore connaître les intensités des différents rayonnements, leur ordre de succession à partir du noyau initial et les couplages de ces rayonnements entre eux. Tous ces renseignements recueillis, on pourra alors établir un schéma de désintégration du nuclide étudié. Il restera à le préciser en déterminant le spin et la parité des différents états.

I. — MESURE DES ÉNERGIES DES PARTICULES LOURDES

On atteint l'énergie de ces particules par leur parcours dans l'air (courbe de Bragg) ou dans une substance où ce parcours s'inscrit (plaques nucléaires — chambre de Wilson). Une relation parcours-énergie permet d'atteindre cette dernière grandeur.

On peut aussi déterminer l'énergie des particules lourdes chargées par les scintillations qu'elles engendrent dans un cristal mince d'iodure de cesium, scintillations recueillies et transformées en impulsions par un photomultiplicateur, on opère alors comme en spectrométrie γ.

II. — MESURE D'ÉNERGIE DU RAYONNEMENT β

Le dispositif de mesure le plus simple fait appel à la méthode d'absorption. On détermine le parcours maximum des électrons dans un matériau donné et on utilise une relation parcours-énergie.

L'énergie des rayons β étant distribuée d'une façon continue entre o et l'énergie maximum de la transition E_{max}, la méthode d'absorption, si elle donne l'énergie E_{max}, ne renseigne pas sur la distribution en énergie du rayonnement (spectre β). Cette distribution énergétique des rayons β est obtenue avec les spectromètres magnétiques (fig. 154, p. 178).

III. — MESURE D'ÉNERGIE DU RAYONNEMENT γ

Avant la mise au point de la technique des compteurs à scintillations (ch. IV, p. 142) on mesurait l'énergie des rayons γ soit par absorption, soit à l'aide d'un spectromètre magnétique dans lequel on mesurait l'énergie des raies de photo-électrons.

EXPÉRIENCES VII

1. — Mesure d'énergie α au spectromètre à scintillations.
2. — Détermination de l'énergie maxima d'un spectre β par la méthode d'absorption.
3. — Séparation de strontium et d'yttrium par précipitation avec entraîneur.
4. — Mesure d'énergie γ par la méthode d'absorption.

EXPÉRIENCE VII.1 : *Mesure d'énergie α au spectromètre à scintillations.*

Plusieurs expériences ont déjà été décrites où l'on se proposait d'atteindre l'énergie de particules α.

— soit en mesurant un parcours et disposant d'une relation parcours énergie (expérience I-2, p. 67) et (expérience V-1, p. 158) ;

— soit en mesurant directement l'énergie α à la chambre d'ionisation à impulsions (expérience II-1, p. 86).

C'est à ce dernier mode de détermination que se rattache la présente expérience.

Expérience.

Le dispositif expérimental est celui déjà utilisé pour la spectrométrie γ (ch. IV, p. 142 et fig. 130). Une seule modification : l'ensemble cristal-source.

En spectrométrie γ, l'ensemble cristal-phototube est situé dans une enceinte étanche à la lumière, la source de rayonnement γ est extérieure à cette enceinte.

Cette géométrie est à proscrire lorsque la source émet un rayonnement α dont le parcours dans l'air est de quelques cm et dans l'aluminium de quelques 1/100 de mm.

Dans cette expérience il faut :

a) que la source α fasse partie de l'ensemble cristal-phototube.

b) que la source α soit contre le cristal ou qu'il y ait le vide entre elle et le cristal.

Faire le vide entre la source et le cristal nécessite un montage assez délicat, par contre on peut placer la source à quelques 1/10 de mm du cristal sans risque de contamination en montant la source α (déposée sur feuille d'Al ou Ni) sur un anneau de mica de 2/10 d'épaisseur (fig. 152).

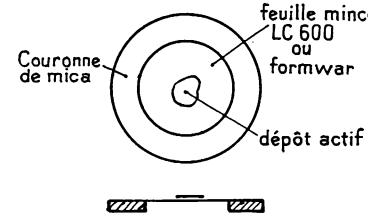


FIG. 152. — *Montage d'une source α pour* ICs.

On peut aussi recouvrir la source d'une feuille mince (20 μg/cm²) de formvar ou LC 600 et la placer alors contre le cristal.

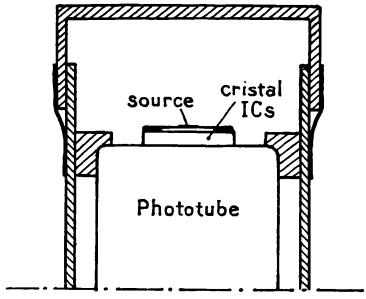


FIG. 153. — *Montage du cristal* ICs + Source α *dans l'air.*

Le cristal d'iodure de Césium doit avoir, s'il est collé directement avec de la graisse sur le phototube, un diamètre de 2 cm et une épaisseur inférieure au millimètre.

Le couvercle qui assure l'étanchéité à la lumière doit être jointé au corps de la sonde avec un ruban de scotch noir.

Dans un tel montage, la sonde doit être maintenue verticalement afin que le cristal ne glisse ou ne se décolle (fig. 153).

Pour l'étalonnage on procèdera comme dans les expériences II-1 et IV-6 en utilisant une source de Th(C + C') ($E_\alpha = 6$ et 8,7 MeV).

On déterminera alors l'énergie des α émis par une source inconnue.

EXPÉRIENCE VII.2 : *Détermination de l'énergie maximum d'un spectre β par la méthode d'absorption.*

Il existe 2 méthodes pour atteindre l'énergie maximum E_{max} d'un spectre β (fig. 154):

1) l'étude de la distribution énergétique des rayons β au spectrographe.

2) l'étude de l'absorption des rayons β dans la matière.

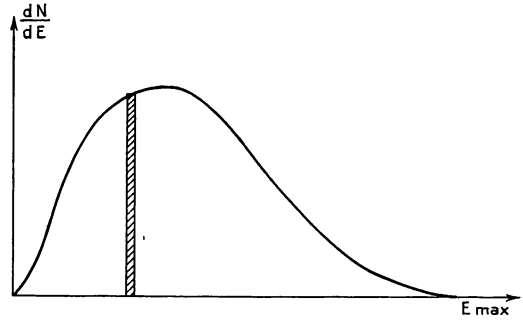


FIG. 154. — *Spectre* β.

La première méthode est plus généralement utilisée car elle donne des résultats très précis. Malgré tout elle nécessite un important appareillage, et des sources intenses, enfin elle est longue, ce qui en limite l'utilisation aux nuclides de période assez grande.

Ces inconvénients font que la seconde méthode garde son intérêt. Elle permet, avec un appareillage relativement modeste, d'atteindre

rapidement avec une source faible, l'énergie E_{max} avec souvent une assez bonne précision. C'est celle que nous décrirons ici.

La méthode d'absorption ne présente pas comme la méthode de spectrographie β une image de la distribution en énergie des rayons β. Elle peut être perturbée par la présence d'un rayonnement γ associé à la désintégration β, et plus encore par l'émission d'électrons dus à la conversion interne partielle ou totale de ce rayonnement γ.

Géométrie.

La source radioactive est montée sur un support de matière plastique très mince, elle sera placée à une distance de 3 à 5 cm du compteur β (fig. 155).

Les écrans absorbants seront placés environ 1 cm au-dessus de la source.

Le compteur G enregistrant N événements en provenance de la source, il faut relier N à l'intensité N_0 du rayonnement primaire issu de la source et lié au nombre de désintégrations β.

Nous avons donné l'expression correcte du taux de comptage lors d'une mesure précise d'intensité (ch. IV, p. 117).

Si la source de rayonnement β est préparée sur un film de formvar ou LC 600 et que sa masse superficielle m_s est négligeable, on peut prendre comme expression du taux de comptage corrigé du mouvement propre :

$$N = N_0 \omega T.$$

ω est l'angle solide géométrique,

T est la transmission de la fenêtre du compteur (~ 2 mg/cm²) de l'air et des écrans qui se trouvent interposés sur le trajet du rayonnement β.

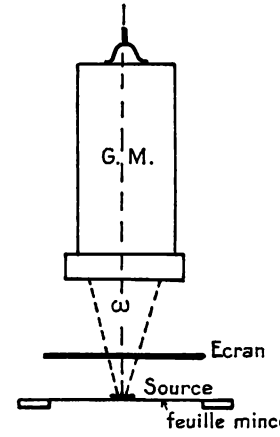


FIG. 155. — *Absorption β : dispositif expérimental.*

Dans le cas ou le rayonnemens β est accompagné d'un rayonnement γ l'expression du taux de comptage est plus compliquée :

$$N = N_0 \omega T + N_0 \omega \varepsilon_\gamma$$

ε_γ est l'efficacité du compteur au rayonnement γ cette efficacité étant fonction de la nature et de la masse des écrans, on ne peut traiter $N_0 \omega \varepsilon_\gamma$ comme un terme constant que l'on atteint quand T = 0 et que l'on retranche de N par la suite.

Pourtant comme ε_γ est au plus de l'ordre de 1 % on néglige souvent ce terme $N_0 \omega \varepsilon_\gamma$.

a) **Méthode de Feather.**

On établit la courbe d'absorption du rayonnement β dans l'aluminium en portant sur un graphique N(β) en fonction de la masse superficielle de l'absorbant *m* en mg/cm² (fig. 156). La méthode de Feather consiste à comparer la courbe d'absorption du rayonnement β dont on cherche l'énergie maximum E'_{max} à une courbe d'absorption dont on connaît pour son rayonnement β le parcours R_0 et l'énergie maximum correspondante E_{max}. On prend généralement comme courbe d'absorption de référence celle de RaE.

La courbe d'absorption de RaE est divisée en 10 parties égales le long des

abscisses (épaisseur de l'absorbant). A chaque épaisseur d_n correspond une intensité I_n (la courbe C est normalisée $I_0 = 1$). A l'épaisseur d_{10} correspond une intensité nulle $I_{10} = 0$ et le parcours R_0 (fig. 157).

On établit sur le même graphique la courbe d'absorption normalisée de l'émetteur β dont on veut déterminer E_{max}. Il faut ensuite déterminer

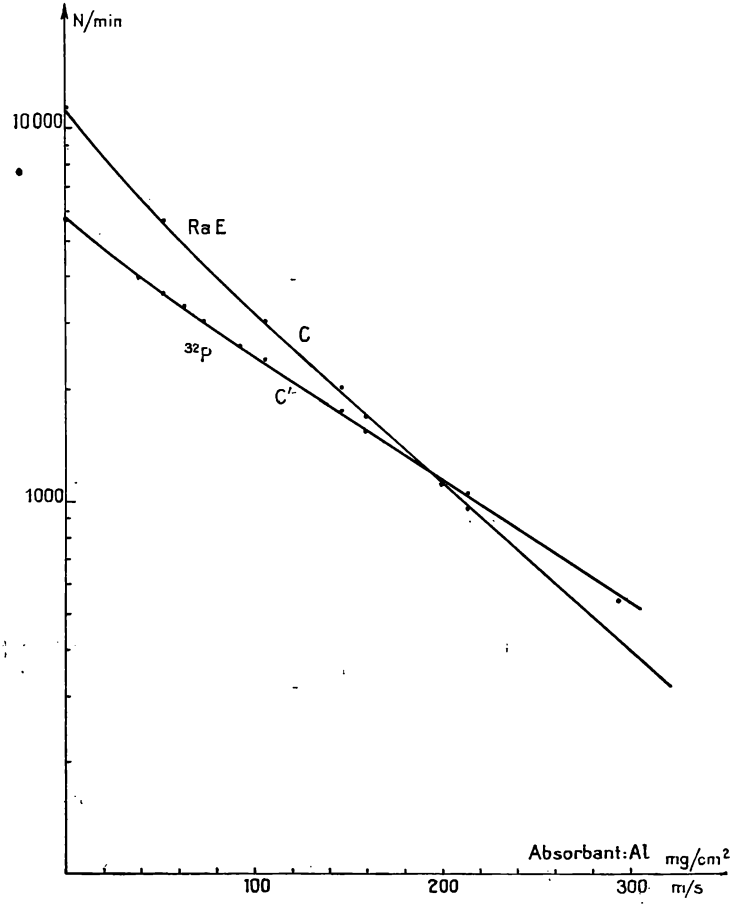


FIG. 156. — *Courbes d'absorption de* ^{32}P *et* RaE.

le parcours R'_0 correspondant. Pour cela on divise en 10 parties I'_n, l'ordonnée de la nouvelle courbe C' d'absorption de telle sorte que l'on ait $I'_n = I_n$. A ces intensités I'_n correspondent de nouvelles épaisseurs d'_n.

Si les 2 courbes d'absorption C' et C sont similaires, le rapport d'_n/d_n tend vers le rapport R'_0/R_0 lorsque l'indice n tend vers 10.

R'_0 est le parcours inconnu en mg/cm².

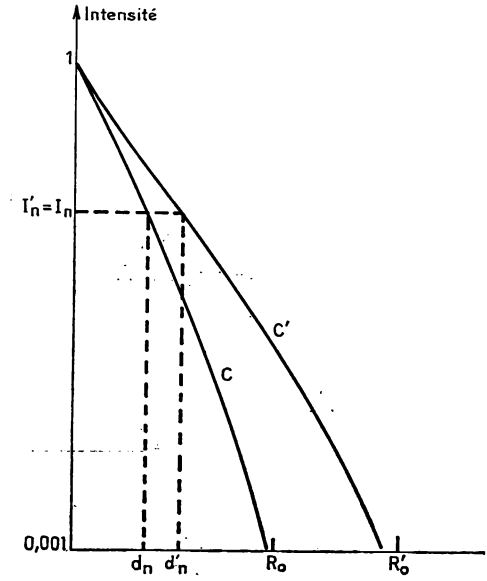


FIG. 157. — *Méthode de Feather.*

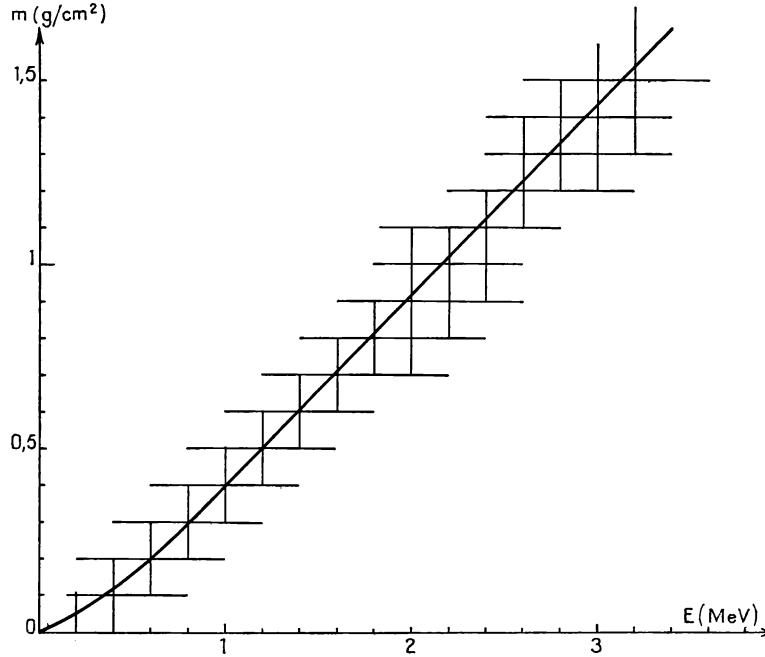


FIG. 158. — *Relation parcours-énergie* β.

La relation parcours-énergie permet alors de remonter de R'_0 à E'_{max} :

$$R'_0 = 543\ E'_{max} - 160 \qquad \text{(Feather)}$$

R'_0 est exprimé en mg/cm² et E'_{max} en MeV.

On donne généralement des courbes parcours-énergie (fig. 158) car la relation précédente n'est pas valable pour les faibles énergies $E < 0{,}8$ MeV; par contre entre 0,8 et 3 MeV elle peut être utilisée.

On fera la courbe d'absorption dans Al du rayonnement β de RaE, puis celle du rayonnement β d'un autre émetteur *x*. Par la méthode de Feather on déterminera l'énergie maximum du spectre β de *x* sachant que

$$E_{max}\ (RaE) = 1.17\ MeV.$$

b) **Méthode du coefficient d'absorption.**

Cette méthode repose sur l'observation que l'absorption d'un rayonnement β dans un matériau de Z élevé est exponentielle. Le coefficient d'absorption *k* est défini :

$$k = \frac{\text{Log}\ (I_1/I_2)}{d_2 - d_1}$$

d_1 et d_2 sont les épaisseurs de 2 absorbants en g/cm².

I_1 et I_2 les intensités correspondantes du rayonnement (fig. 159).

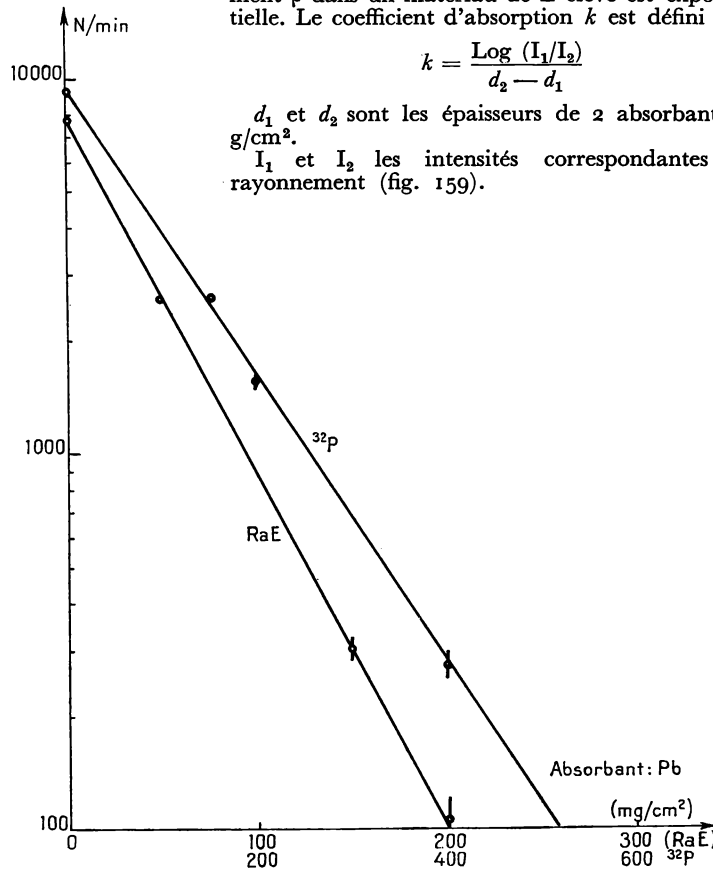


FIG. 159. — *Courbe d'absorption dans le* Pb (Forro-Gleason).

Le compteur doit être situé à une distance de la source telle que $\omega = 2\,\%$ de 4π, les absorbants étant placés contre la source.

Cette méthode est plus rapide que la précédente puisque, si la géométrie est convenable, il suffit de mesurer 2 points de la courbe d'absorption pour avoir la pente. La pente et E_{max} sont reliés par :

$$E_{max} = 9\, k^{-2/3} + 0{,}017 \qquad \text{(Forro)}.$$

On étudiera l'absorption dans le cuivre et le plomb pour différents émetteurs β. On examinera le bon accord avec l'expression ci-dessus, et pour le corps x on comparera avec la méthode de Feather et celle de Gleason qui, à partir du même coefficient k, donne la relation :

$$k = 17\, E_{max}^{-1{,}43} \qquad \text{(Gleason)}.$$

SPECTROMÉTRIE β

Les spectromètres magnétiques peuvent être classés en deux groupes :

a) spectromètres à champ transversal (spectromètres à 180°) (fig. 160).

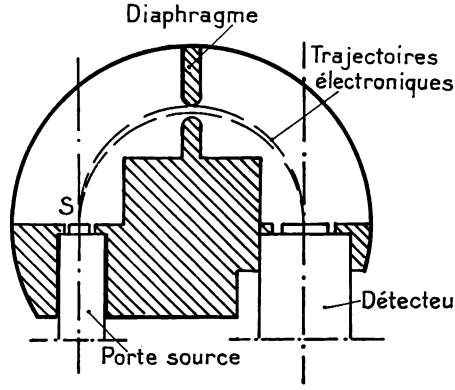


FIG. 160. — *Spectromètre à champ transversal.*

b) spectromètres à champ longitudinal (spectromètres à lentilles) (fig. 161).

Parmi les spectromètres à focalisation semi-circulaire dans lesquels les électrons de quantité de mouvement mv décrivent des demi-cercles de rayon de courbure ρ $\left(\frac{mv}{e} = B\rho,\ B \text{ étant l'induction due au champ magnétique}\right)$, il faut encore distinguer entre les appareils à champ constant et ceux à champ variable.

Si ρ = Cte, à chaque valeur de B correspond une quantité de

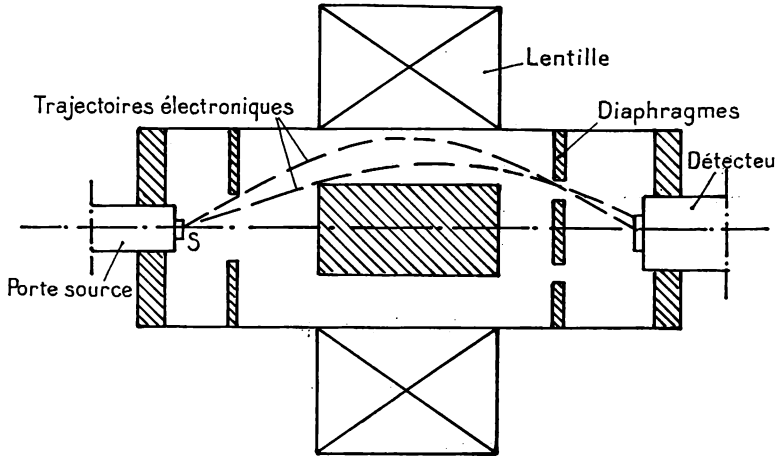


FIG. 161. — *Spectromètre à champ longitudinal.*

mouvement *mv*, on ne détecte alors que les électrons ayant cette quantité de mouvement (fig. 162).

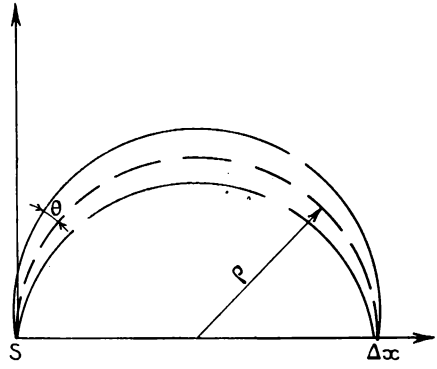


FIG. 162. — *Trajectoires électroniques dans un spectromètre à* 180°.

Nous ne décrirons pas en détail ces appareils mais nous pensons qu'il est utile de présenter ici quelques résultats obtenus au moyen de cette technique.

1) *Forme des spectres* β. — Elle résulte de l'expression de la proba-

bilité de transition du niveau excité en fonction de l'énergie de l'électron émis au cours de la transformation neutron → proton. La distribution $N_\beta(E_\beta)$ (fig. 163 *a*) qui peut être transformée (droite

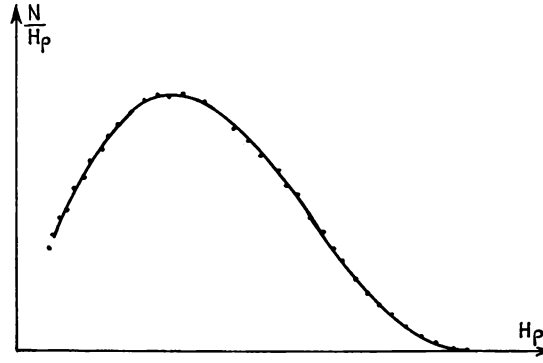


FIG. 163 *a*). — *Spectre* β *expérimental.*

de Fermi) (fig. 163 *b*) fournit donc des renseignements sur la variation de spin entre les états et sur l'interaction nucléon-lepton, inter-

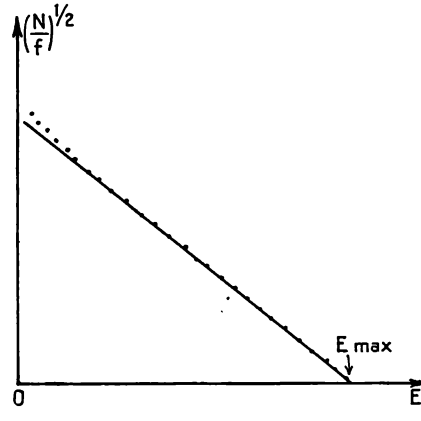


FIG. 163 *b*). — *Droite de Fermi.*

action qui intervient dans l'expression de la probabilité d'émission β : $P(E_\beta)\ dE$.

Dans « Interaction des électrons avec la matière », p. 51 nous soulignions l'importance du problème de la création d'électrons secondaires dans les sources de rayonnement β. La production d'élec-

trons secondaires déforme la partie du spectre β correspondant aux faibles énergies. Cela se traduit encore par une déviation par rapport à la droite de Fermi (fig. 164).

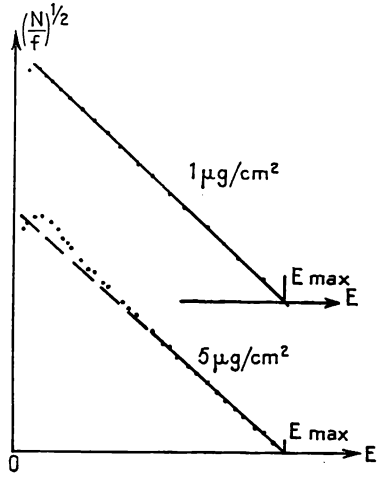


FIG. 164. — *Déviation par rapport à la droite de Fermi pour des sources de* 1 μg/cm² *et* 5 μg/cm²

2) *Raies de conversion.* — Lorsque l'émission β conduit à un niveau excité du noyau final, l'émission β est accompagnée d'une émission γ. Lorsque ce rayonnement γ est converti (introduction p. 29) les électrons de conversion, dont l'énergie est $E_\gamma - E_K$ (e_K^-) ou $E_\gamma - E_L$

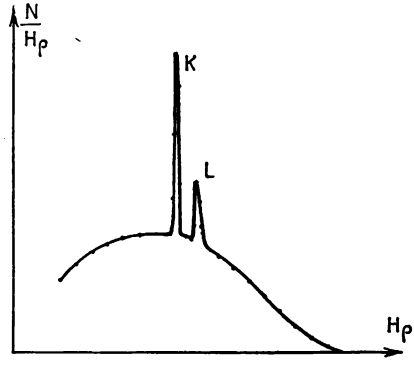


FIG. 165. — *Spectre* β *avec raies de conversion.*

(e_L^-), forment des raies qui viennent se superposer à la distribution continue des électrons de désintégration β (fig. 165).

A partir d'une telle distribution, connaissant la surface du spectre β et les surfaces des raies électroniques, on peut calculer les coefficients de conversion α_K, α_L... lesquels informeront à leur tour sur les caractéristiques de la transition γ.

3) *Énergie γ (raies photoélectriques).* — On place la source γ dans le spectromètre et on la couvre d'un écran de matière de Z élevé (radiateur). Les rayons γ émis par la source, s'ils produisent un effet photoélectrique dans le radiateur, engendreront des photoélectrons. Ceux-ci seront focalisés dans le champ magnétique et on observera une raie électronique pour une valeur donnée de l'induction B.

L'énergie de cette raie E_{e^-} est liée à l'énergie E_γ par la relation $E_{e^-} = E_\gamma - E_K$ s'il s'agit de photoélectrons K ou $E_\gamma - E_L$ s'il s'agit de photoélectrons L. (E_K et E_L sont les énergies d'absorption critique du radiateur placé sur la source.)

Avant les spectromètres à scintillations, cette méthode était couramment utilisée pour déterminer les énergies γ.

EXPÉRIENCE VII.3: *Séparation de strontium et d'yttrium par précipitation avec entraîneur. Absorption des rayons bêta.*

Un grand nombre de séparations chimiques ordinaires sont basées sur des réactions de précipitation. On transforme un des éléments contenu dans une solution en un composé insoluble et on sépare par filtration ou centrifugation. Cependant, lorsqu'on travaille à de très faibles concentrations, pour lesquelles le précipité est invisible, on peut se demander ce que signifie l'insolubilité d'un composé. D'autre part, des phénomènes négligeables lorsque la quantité de matière est grande deviennent relativement importants. Ce sont les phénomènes d'adsorption sur les parois, de coprécipitation, de formation de cristaux mixtes, de radiocolloïdes. Ils rendent la séparation inefficiente. Pour ramener leur importance à un rôle négligeable, on ajoute des composés non radioactifs de même nature en quantité pondérable, des « entraîneurs ». Quelques-uns de ces phénomènes seront décrits très rapidement ici.

a) Radiocolloïdes. — Les éléments radioactifs en très faible concentration peuvent, dans certaines solutions, se présenter sous forme de colloïdes. Bien que leur concentration soit très inférieure à celle correspondant au produit de solubilité, les molécules ou atomes radio-actifs se rassemblent en micelles colloïdales, ne diffusent plus à travers les membranes et quelquefois sont arrêtés sur les filtres. Ces solutions colloïdales constituent des systèmes polydispersés dont l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint.

b) Adsorption. Règle de Fajans et Paneth. — Un microcomposant est adsorbé sur un solide d'autant mieux que la solubilité du composé formé avec l'ion de signe opposé du microcomposant est plus petite. L'adsorption est facilitée lorsqu'on augmente la surface du solide.

Ce phénomène est dû à des échanges ioniques entre les deux phases.

c) *Formation de cristaux mixtes.* — Si l'ion entraîneur et l'ion entraîné forment des cristaux isomorphes, on observe une coprécipitation. Le radioélément est alors distribué uniformément dans le précipité. La loi de répartition entre la phase cristal et la phase solution est connue sous le nom de Berthelot-Nernst

$$\frac{a_{\text{cris}}}{a_{\text{sol}}} = K$$

où a_{cris} et a_{sol} sont les activités thermodynamiques du microcomposant dans les cristaux et dans la solution (l'activité est égale à la concentration pour les solutions très diluées).

d) *Cristaux mixtes anormaux.* — Ce cas ressemble au précédent en apparence; bien que l'isomorphisme des cristaux paraisse impossible, on a une distribution homogène du microcomposant dans la masse solide. Il s'agit probablement d'un phénomène d'adsorption interne.

e) *Addition des Entraîneurs.* — La plupart de ces effets, et en particulier l'adsorption, observés aux faibles concentrations, deviennent négligeables lorsqu'on travaille avec des quantités pondérables. En effet la quantité d'atomes adsorbés reste sensiblement la même et la proportion devient très faible.

Si l'on dispose d'un mélange de deux éléments radioactifs en concentrations très faibles, on leur ajoute donc des éléments non radioactifs de propriétés chimiques voisines et on opère la précipitation comme en chimie classique.

Dans la séparation suivante, celle de l'yttrium et du strontium, on précipite le premier sous forme d'hydrate insoluble en ajoutant de l'ammoniaque, alors que le second reste soluble.

Les isotopes choisis sont ^{90}Sr, de période 19,9 ans, produit de fission à partir duquel se forme l'yttrium 90, de 61 h de période.

Le strontium 90 est un émetteur β (énergie maximum 0,610 MeV) et l'yttrium 90 a un spectre β d'énergie maximum plus élevée 2,18 MeV. Comme on l'a vu précédemment les électrons provenant d'un émetteur β ont une distribution continue en énergie figurée par un spectre complexe. Cependant on a vu à l'expérience précédente que l'absorption de ces particules par des écrans d'épaisseur croissante conduit à une loi empirique quasi exponentielle. En portant le logarithme du nombre d'électrons traversant une épaisseur donnée en fonction de l'épaisseur, on obtient approximativement une droite caractérisée par un coefficient d'absorption moyen d'autant plus grand que l'énergie maximum du spectre est plus faible. Par conséquent lorsqu'on a un mélange de deux émetteurs β on obtient deux tronçons en coordonnées semi-logarithmiques, la pente du second étant égale au coefficient d'absorption du rayonnement β le plus énergique. La différence entre cette pente et celle du premier tron-

çon donne le coefficient d'absorption du rayonnement le plus mou (fig. 166).

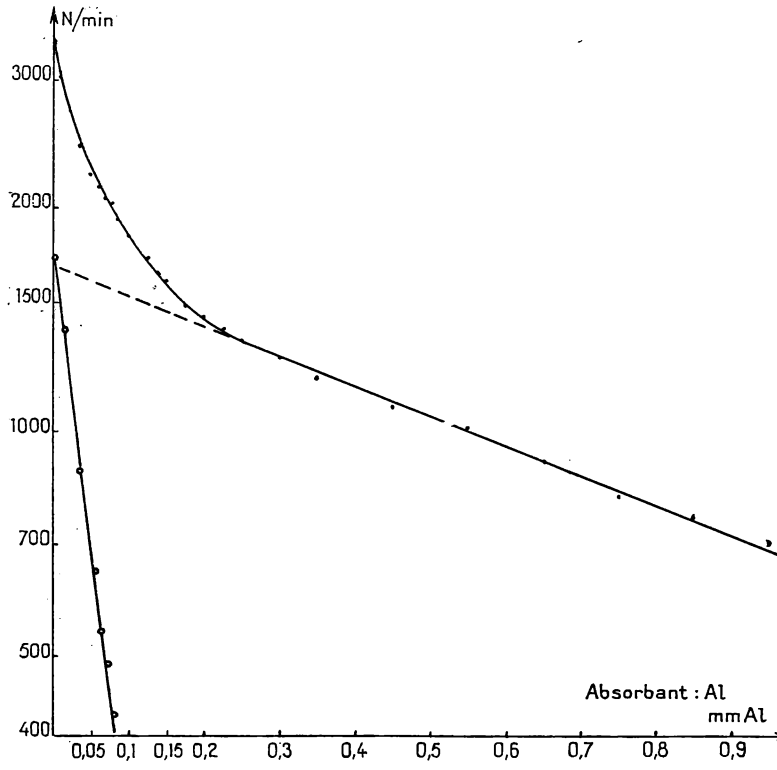


FIG. 166. — *Courbe d'absorption des rayons* β de ^{90}Sr-^{90}Y.

REMARQUE. — On a déjà rencontré une telle décomposition dans la mesure des périodes T_1 et T_2 de l'argent (fig. 151). Un autre exemple sera donné dans la décomposition d'une courbe complexe d'absorption γ. Exp. VII.3.

Mode opératoire.

1° ADDITION DES ENTRAINEURS : On disposera d'une quantité impondérable de nitrate de strontium et d'yttrium radioactifs placée en solution dans un petit bécher.

On fait deux parts de cette solution. La première correspondant à 7 à 8 cm³ est additionnée de 2 cm³ d'une solution de nitrate de strontium inactif $M/_{10}$ et d'une solution de nitrate de lanthane inactif $M/_{10}$. Le lanthane se comportant comme l'yttrium dans les réactions chimiques utilisées pour la séparation peut donc servir d'entraîneur. Les 3 cm³ restants sont conservés pour la 4e partie du travail.

2° SÉPARATION DE L'YTTRIUM ET DU STRONTIUM. (*) — Au $\frac{1}{3}$ de la solution contenant les entraîneurs, on ajoute 2 cm³ d'une solution normale d'ammoniaque décarbonatée. Dans ces conditions, le lanthane, accompagné de l'yttrium, précipite comme toutes les terres rares sous forme d'hydrate. Le strontium reste soluble. En versant sur un buchner démontable, on obtient donc la séparation du strontium passé en solution et de l'yttrium resté sur le filtre avec le lanthane. On lave et on sèche à l'alcool ce précipité que l'on mesure au compteur β à paroi mince. On tracera la courbe d'absorption en portant en abscisses le logarithme des activités mesurées et en ordonnées les épaisseurs variables d'écrans d'aluminium interposées entre le compteur et la préparation.

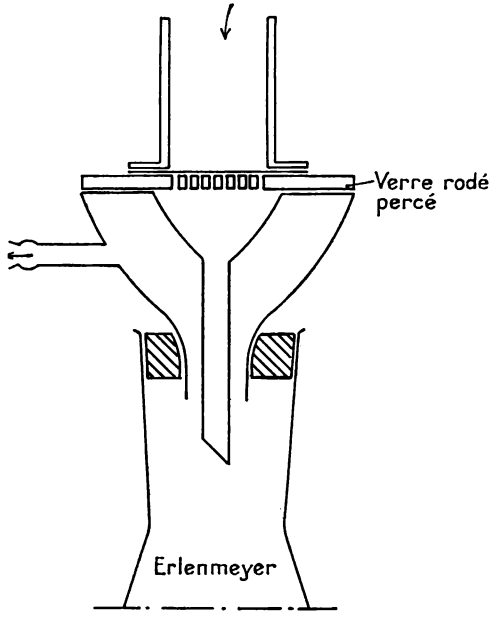


FIG. 167. — *Büchner démontable.*

Le strontium en solution est ensuite précipité par quelques cm³ d'une solution de carbonate de sodium; on recueille le précipité sur un 2e buchner et on trace la courbe d'absorption qui doit correspondre au rayonnement β du strontium seulement.

3° COURBE D'ABSORPTION DES RAYONNEMENTS β DU MÉLANGE. — On verse le reste de la solution contenant les entraîneurs dans un petit erlenmeyer et on ajoute quelques cm³ d'une solution alcaline de carbonate de soude. Les deux sels de strontium et de lanthane (et yttrium) précipitent; on verse sur un buchner démontable propre (fig. 167) et le précipité est recueilli sur un disque de papier filtre, lavé et séché à l'alcool. On démonte le buchner et on place le précipité sur un porteur pour mesurer l'activité au compteur β à paroi mince. On tracera la courbe d'absorption et on vérifiera ainsi que le mélange émet deux types de rayonnements β, l'un dû au strontium d'énergie maximum 0,610 MeV, l'autre dû à l'yttrium, plus pénétrant (E_{max} = 2,18 MeV).

4° UTILITÉ DE L'ENTRAÎNEUR POUR LA PARTIE SOLUBLE. — Aux 3 cm³ de solution sans entraîneur conservés depuis le début on ajoute seulement

(*) La manipulation est effectuée dans des boîtes à gants et le contrôle de la radioactivité est fait après chaque séance.
Étant donné le danger que représente le strontium de période effective 20 ans il est strictement interdit de sortir des boîtes à gants les instruments qui y sont déposés.
Les précipités à mesurer doivent également être transportés avec précaution dans les boîtes de petri.

quelques cm³ de la solution de lanthane et pas de strontium. On opère ensuite comme au 2e paragraphe et on vérifiera alors que la séparation n'est pas bonne; en particulier que l'yttrium contient ^{90}Sr.

En effet, la présence d'une quantité pondérable de strontium est nécessaire, pour empêcher que les atomes de ^{90}Sr ne s'adsorbent sur le précipité de lanthane — yttrium, et en quelque sorte, pour entraîner ^{90}Sr dans le filtrat.

EXPÉRIENCE VII.4 : *Mesure d'énergie γ par la méthode d'absorption*

L'énergie des rayons γ peut être déterminée par l'intermédiaire des photoélectrons (pic photoélectrique) mesurés soit au spectromètre β, soit au spectromètre à scintillations (ch. IV, p. 142, exp. IV.6 et 7). Ces méthodes sont précises, mais nécessitent un appareillage compliqué. Il existe un procédé plus simple pour déterminer approximativement l'énergie d'un rayonnement γ, c'est la mesure de son absorption dans un matériau de Z élevé.

Si un faisceau de rayons γ passe à travers une épaisseur *dx* d'un tel absorbant, son intensité diminue de la quantité :

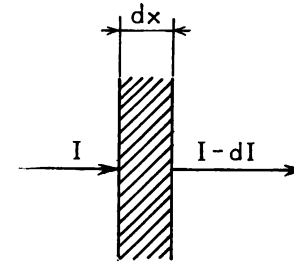


FIG. 168. — *Absorption γ dans dx.*

$$-dI = I\mathcal{N}\sigma\, dx \qquad \text{(fig. 168)}$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre d'atomes par cm³ et σ la section efficace totale correspondant aux 3 modes d'absorption des rayons γ (Cf. int., p. 33).

L'intensité I décroît donc exponentiellement avec l'épaisseur *x* de l'absorbant ou avec sa masse superficielle $\frac{m}{s}$ (g/cm²)

$$\boxed{I = I_0\, e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\left(\frac{m}{s}\right)}}$$

où μ/ρ est le coefficient d'absorption massique en cm²/g

$$\text{Log } I = \text{Log } I_0 - (\mu/\rho)\,\frac{m}{s}. \qquad (1)$$

Si on porte sur papier semi-logarithmique l'intensité, c'est-à-dire le nombre d'impulsions enregistrées par minute, en fonction de la masse superficielle de l'absorbant, on obtient une droite dont la pente est égale au coefficient (μ/ρ) (fig. 169).

Le coefficient d'absorption massique μ/ρ est exprimé en cm²/g, il est fonction du numéro atomique Z de l'absorbant et de l'énergie E_γ du rayonnement γ.

La pente de la courbe d'absorption permet de connaître μ/ρ et

par suite l'énergie du rayonnement γ; (des tables et des courbes donnent des correspondances entre μ/ρ et Eγ, fig. 172).

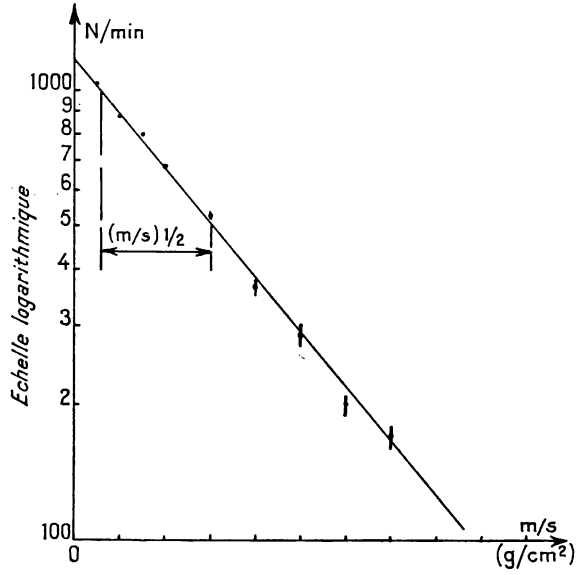


FIG. 169. — *Courbe d'absorption du rayonnement γ.*

Pratiquement, on détermine la masse (m/s) g/cm² nécessaire pour absorber la moitié des rayons γ (voir sur la fig. 169)

$$\text{Log}\left(\frac{I_0}{I}\right) = \text{Log } 2 = 0{,}693.$$

L'équation (1) donne alors :

$$(\mu/\rho)\ \text{cm}^2/\text{g} = \frac{0{,}693}{\left(\frac{m}{s}\right)\text{g/cm}^2}$$

REMARQUE 1. — Dans le cas où plusieurs énergies γ sont présentes dans le rayonnement issu de la source, la courbe expérimentale d'absorption peut être décomposée en parties rectilignes correspondant aux différentes énergies E_1, E_2.

Pour obtenir cette décomposition, il suffit d'extrapoler la partie rectiligne correspondant à la valeur la plus grande de μ/ρ, soit $(\mu/\rho)_1$. En retranchant cette contribution de la courbe expérimentale on obtient la courbe d'absorption de E_2, soit $(\mu/\rho)_2$ (fig. 170).

Dispositif expérimental.

Sur une installation Geiger-Müller dont on déterminera les conditions de bon fonctionnement, on disposera sur un support (fig. 171) une source

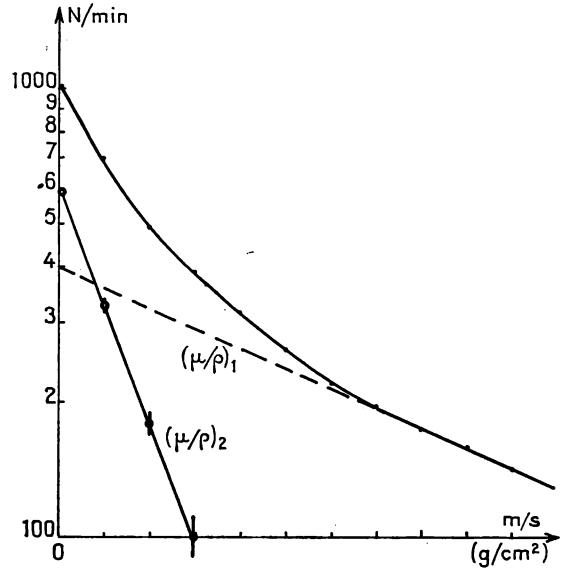


FIG. 170. — *Décomposition d'une courbe complexe* (2 rayonts γ).

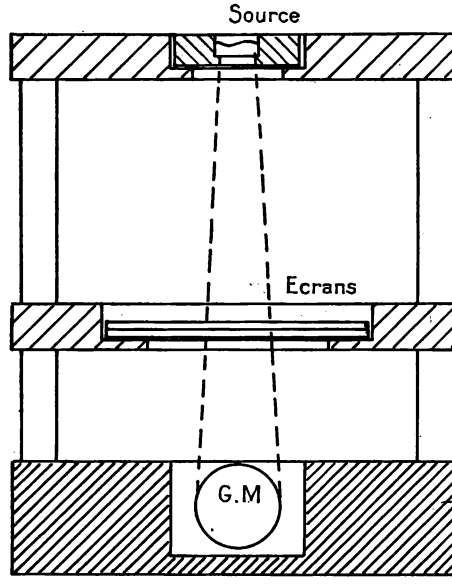


FIG. 171. — *Support pour absorption* γ.

de ^{203}Hg et on établira les courbes d'absorption du rayonnement γ dans l'aluminium, le cuivre et le plomb. On fixera les $(\mu/\rho)_{Al}$ $(\mu/\rho)_{Cu}$ et $(\mu/\rho)_{Pb}$ et on remontera aux énergies en utilisant les courbes ci-jointes (fig. 172).

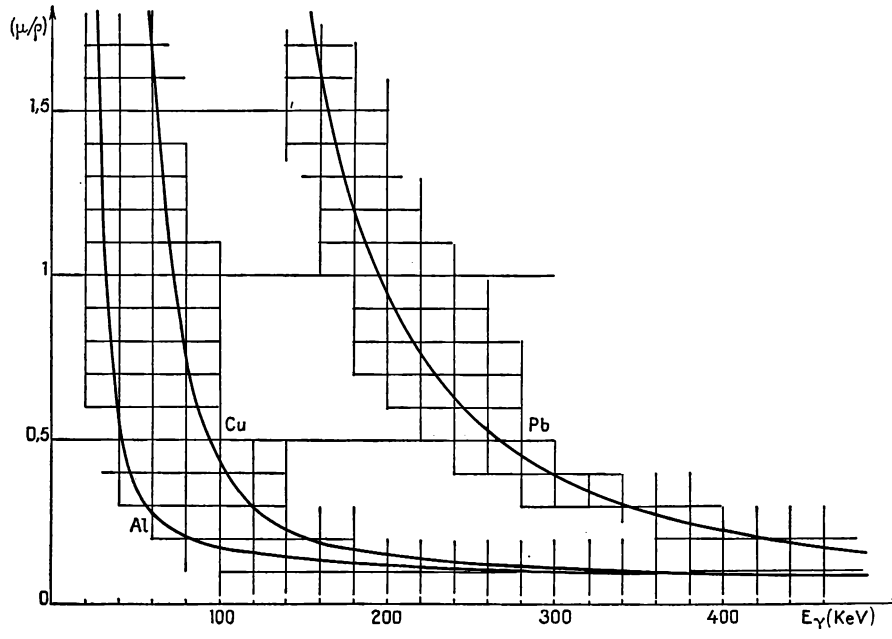


FIG. 172. — μ/ρ *dans* Al, Cu, Pb *pour* $50 < E\gamma < 450$ KeV.

On estimera l'erreur ΔE sur Eγ obtenu par cette méthode.

REMARQUE 2. — Afin de ne pas compter les rayons β émis par la source, il est recommandé de placer sur le compteur G.-M. une plaque de plexiglass d'épaisseur 5 mm environ.

REMARQUE 3. — Si on le peut on comparera avec les résultats obtenus par spectrométrie γ (compteurs à scintillations).

CHAPITRE VIII

RECHERCHE DES COUPLAGES DE DIFFÉRENTS RAYONNEMENTS MÉTHODE DES COINCIDENCES

La connaissance du mode de désintégration et des énergies β et γ émises par un nuclide, ne suffit pas pour établir son schéma de désintégration.

On peut obtenir certaines précisions des relations d'énergies et d'intensités, mais le plus souvent, il faut faire appel à la méthode des coïncidences pour définir avec précision l'ordre des niveaux.

1er EXEMPLE. — Le spectre γ d'un nuclide révèle l'existence de trois énergies γ, $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2} > E_{\gamma_3}$. On peut envisager une émission γ en cascade (fig. 173), mais si on remarque la relation

$$E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3} \simeq E_{\gamma_1}$$

il y a surtout la possibilité de 2 voies de désintégration l'une directe γ_1, l'autre par la cascade γ_2, γ_3 (fig. 174 *a* et 174 *b*).

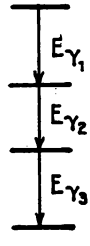


FIG. 173.

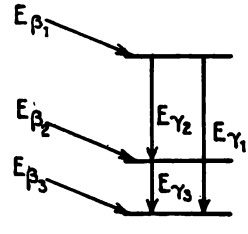


FIG. 174 *a*).

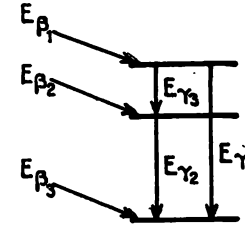


FIG. 174 *b*).

Pour lever l'indétermination sur la position du niveau intermédiaire, il faut analyser les spectres β qui peuvent conduire à ces niveaux. L'énergie maximum E_{β_2} lève l'indétermination.

2e EXEMPLE. — Le spectre β (ou l'absorption β) donne une énergie E_3 (max) = 4,2 MeV. On a également observé un rayonnement γ ($E\gamma = 3$ MeV) mais l'intensité de ce rayonnement ne représente que 7 % de l'intensité β.

Le schéma de la figure 175 est exclu car si le rayonnement γ suit le rayonnement β il a la même intensité (sauf s'il y a conversion interne).

Il faut donc admettre (si l'on n'a pas observé d'électrons de conversion) que le rayonnement β aboutit au niveau fondamental (fig. 176).

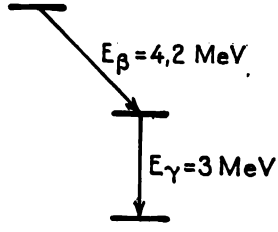


FIG. 175.

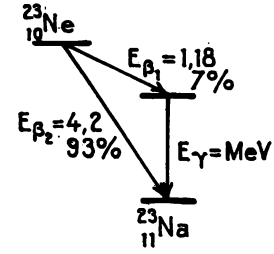


FIG. 176. — $^{23}_{10}$Ne.

Le rayonnement γ provient alors d'un niveau situé à 3 MeV au-dessus du niveau fondamental et ce niveau doit être formé par radioactivité β. Le spectre β initialement observé était complexe, mais à cause de la faible intensité de l'embranchement d'énergie 1,2 MeV, ce fait avait pu échapper à l'observation surtout si E_β (max) est déterminée par une méthode d'absorption.

Remarquons enfin que dans cet exemple, le rayonnement γ n'est pas couplé au rayonnement β de 4,2 MeV mais à un rayonnement β de 1,2 MeV. La méthode des coïncidences peut rapidement et avec des moyens techniques modestes mettre ce point en évidence.

I. — PRINCIPE DE LA MÉTHODE DE COINCIDENCES

On dit qu'il y a coïncidence entre plusieurs événements lorsque ceux-ci sont « simultanés ». Les événements consistent en l'émission de particules détectées au moyen de compteurs, quant à la simultanéité, nous verrons qu'elle est définie par la précision des appareils et des circuits électroniques de détection (temps de résolution).

En effet, chaque événement se traduit, à la sortie du détecteur, par l'émission d'une impulsion dont nous avons vu comment elle s'établit dans le temps (ch. II, p. 77). L'événement primaire (émission) a dans le temps une largeur nulle mais après sa détection il se trouve traduit par un événement secondaire (impulsion) dont la largeur n'est pas nulle. Dans ces conditions, la simultanéité ne peut être précise.

Soient 2 compteurs C_1 et C_2 (fig. 177) détectant par unité de temps N_1 et N_2 particules; les impulsions sortant des préamplificateurs sont introduites dans un amplificateur à coïncidences selon les voies V_1

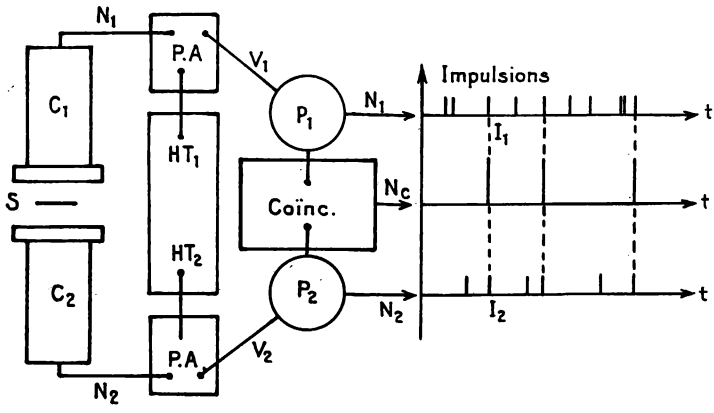


FIG. 177. — *Ensemble pour coïncidences.*

et V_2. Le circuit à coïncidence est tel que si 2 impulsions cheminant dans V_1 et V_2 bloquent «simultanément» les 2 penthodes P_1 et P_2, il en résultera une impulsion dont l'amplitude peut être 10 fois plus grande que celle obtenue pour des événements non « simultanés ».

Il est important que les impulsions cheminant dans les voies V_1 et V_2 aient le même temps de montée; sinon deux événements pri-

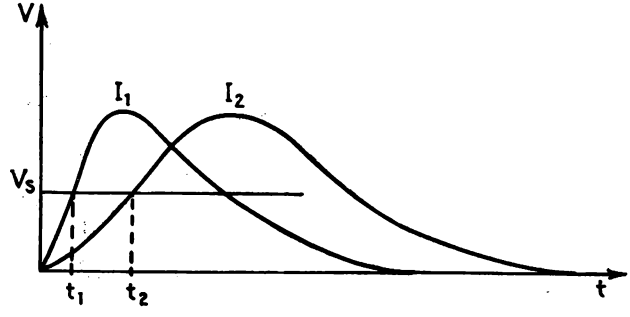


FIG. 178. — *Influence du temps de montée.*

maires simultanés bloqueraient les lampes à des temps différents (fig. 178).

TEMPS DE RÉSOLUTION. — La durée de l'impulsion sur la grille de chaque penthode est définie par la valeur de la self d'un circuit

LC. Le tube est donc bloqué pendant un certain temps τ et deux impulsions I_1 et I_2 séparées d'un temps inférieur à τ seront alors comptées comme « simultanées ». (fig. 179) On désigne cette caractéristique τ le temps de résolution de l'amplificateur à coïncidences. On peut le modifier en faisant varier la self.

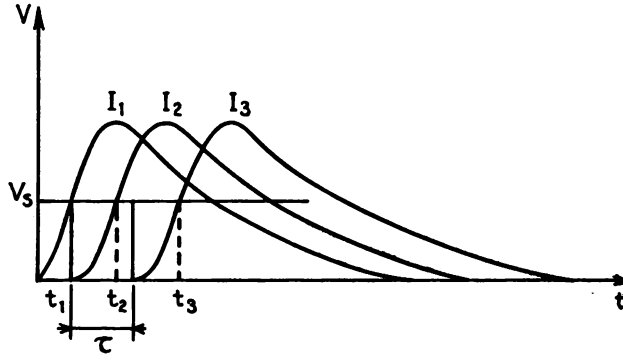


FIG. 179. — *Simultanéité de 2 impulsions.*

COÏNCIDENCES FORTUITES. — Si les impulsions cheminant sur les voies V_1 et V_2, proviennent de 2 sources indépendantes S_1 et S_2, elles sont alors distribuées au hasard; pourtant, la probabilité pour qu'une impulsion fournie par le compteur C_1 soit accompagnée dans l'intervalle de temps $\pm\tau$ d'une impulsion en provenance du compteur C_2 est $2\tau N_2$ (fig. 180).

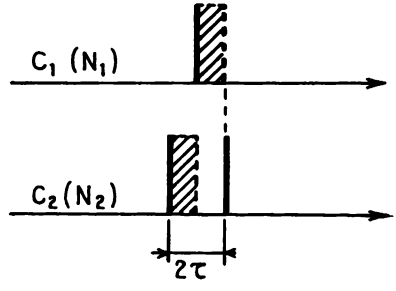


FIG. 180. — *Temps de résolution* τ.

Le nombre total par unité de temps de ces coïncidences fortuites (N_f) sera alors donné par l'expression :

$$N_f = 2\tau N_1 N_2$$

N_f, N_1 et N_2 sont donnés en coups/sec.

τ est donné en secondes, il est de l'ordre de quelques μ sec.

Les coïncidences fortuites (N_f) et celles dues au mouvement propre doivent être retranchées du nombre total des coïncidences observées pour obtenir la valeur du nombre de coïncidences vraies.

COÏNCIDENCES VRAIES. — On doit distinguer 2 sortes de coïncidences vraies :

1) celles produites par une particule traversant plusieurs compteurs (fig. 181),

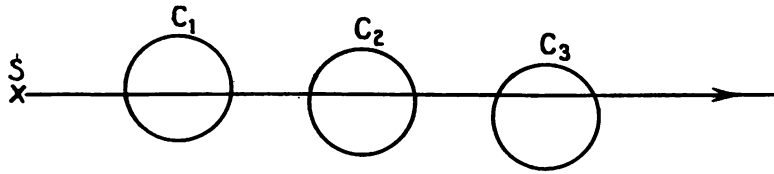


FIG. 181. — *Coïncidences dues au passage d'une seule particule.*

2) celles résultant de l'émission simultanée ou quasi-simultanée par un même noyau de diverses particules (fig. 182).

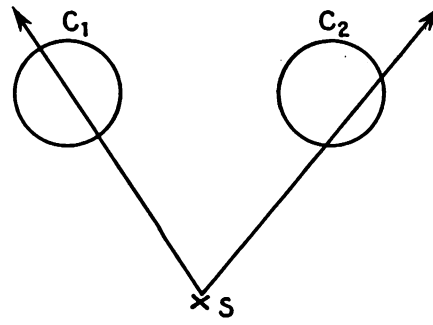


FIG. 182. — *Coïncidences dues à 2 particules émises simultanément.*

II. — APPLICATION A L'ÉTUDE DES SCHÉMAS DE DÉSINTÉGRATION

On peut réaliser de nombreuses expériences par la méthode des coïncidences et obtenir des renseignements sur le mode de désintégration des noyaux atomiques.

Par exemple dans le cas d'une désintégration β^-, on passe d'un noyau de charge Z à un noyau de charge Z + 1 mais différents cas peuvent se présenter :

a) spectre β simple, le niveau atteint par la désintégration β est stable (fig. 183),

b) spectre β simple, le niveau atteint est excité, l'émission β est suivie d'une émission γ (fig. 184),

c) il existe 2 voies possibles pour la désintégration β^-, le spectre β

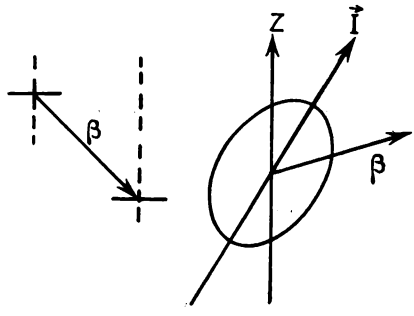


FIG. 183. — *Émission* β *par un noyau* (spectre β simple).

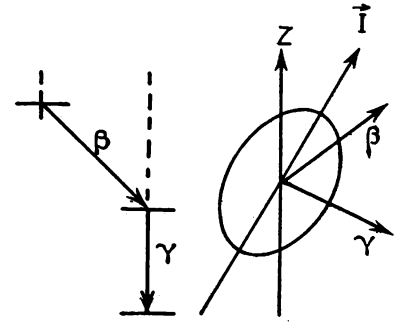


FIG. 184. — *Émission* β *suivie d'une émission* γ (spectre β simple).

est dit « complexe » (fig. 185).

La méthode des coïncidences, en permettant de définir les couplages entre les différents rayonnements émis au cours de la désin-

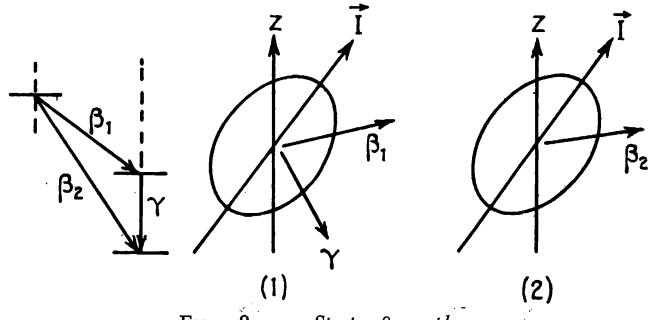


FIG. 185. — *Spectre* β *complexe.*

tégration, contribue efficacement à l'édification des schémas de désintégration.

Dans le 1er cas envisagé ci-dessus (*a*) il n'y a aucune coïncidence vraie.

Dans le 2^{e} cas (*b*) on doit observer des coïncidences $\beta - \gamma$ et $\beta - e^-$ si le rayonnement γ est en partie converti.

Dans le 3^{e} cas (*c*) seul le spectre β_2 est en coïncidence avec le rayonnement γ.

Nous donnerons le principe de la méthode dans le cas d'une désintégration β^- suivie de l'émission d'un γ non converti. Les seules coïncidences possibles sont alors des coïncidences $\beta - \gamma$.

Soit N_0 le nombre de désintégrations β^- par minute dans l'angle solide 4π.

Le compteur C_1 détecte les rayons β^- : son efficacité aux rayonnements γ étant négligeable, le taux de comptage C_1 peut s'inscrire :

$$N_1 = N_0 \omega_1 T_\beta.$$

ω_1 est l'angle solide sous lequel la source S voit le compteur C_1.

T_β est le coefficient de transmission des rayons β^- relatif à l'épaisseur de la fenêtre du compteur et l'absorption dans l'air.

Le compteur C_2 muni d'un écran de Pb ne détecte que les rayons γ. Si nous désignons par ε_γ son efficacité dans la détection de ces rayons :

$$N_2 = N_0 . \omega_2 . \varepsilon_\gamma = N_0 \rho_\gamma.$$

ρ_γ est le rendement γ du compteur.

Le nombre des coïncidences $\beta - \gamma$ détectées par minute est alors :

$$N_c(\beta - \gamma) = N_0 \, \omega_1 . \omega_2 T_\beta \varepsilon_\gamma. \qquad (1)$$

En effet la probabilité de détection d'un rayon β par C_1 est

$$P_\beta = \omega_1 T_\beta,$$

de même la probabilité de détection d'un rayon γ par C_2 est

$$P_\gamma = \omega_2 \varepsilon_\gamma.$$

La probabilité de détecter simultanément un rayon β dans C_1

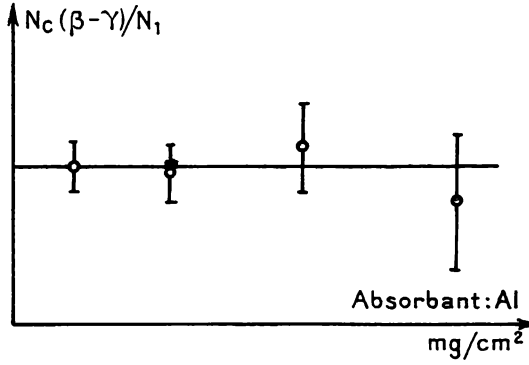


FIG. 186. — *Coïncidences* β-γ *dans* ^{198}Au.

et un rayon γ dans C_2 est le produit des 2 probabilités :

$$P(\beta - \gamma) = P_\beta . P_\gamma$$

ce qui justifie l'expression de $N_c(\beta - \gamma)$.

De cette expression (1) nous pouvons obtenir un certain nombre de renseignements :

1° le rapport $\frac{N_c(\beta - \gamma)}{N_1} = P_\gamma$. Pour une géométrie donnée ce rapport qui représente le rendement γ du compteur, est constant et indépendant du coefficient de transmission des rayons β (T_β). Si au moyen d'écrans d'épaisseur variable, on absorbe le rayonnement β^-, le rapport précédent garde la même valeur (fig. 186). Ce fait indique que le spectre β est simple. Le résultat serait différent si la désintégration β s'effectuait suivant 2 voies différentes (spectre complexe).

2° l'angle solide ω_2 peut être calculé d'après la géométrie du dispositif expérimental, secondairement la méthode des coïncidences permet alors la mesure de l'efficacité γ d'un compteur Geiger-Müller :

$$\varepsilon_\gamma = \rho_\gamma / \omega_2$$

EXPÉRIENCES VIII

1. — Mesure du temps de résolution.
2. — Étupe d'un spectre β simple suivi d'une émission γ (^{198}Au). Efficacité aux rayonnements γ.
3. — Étude d'un spectre β double :
   a) mesure des différentes énergies β E_{β_1}, E_{β_2};
   b) mesure des intensités I_1 et I_2.
4. — Mesure de l'intensité absolue d'une source par la méthode des coïncidences.

Dispositif expérimental.

Il comprendra deux installations Geiger-Müller ou deux installations de spectrométrie γ si l'on désire réaliser des expériences de coïncidences γ — γ en sélectionnant l'énergie des rayons γ dans chacune des voies.

Nous ne décrirons ici que des expériences de coïncidences effectuées avec des compteurs G-M a fenêtres en bout (2 mg/cm²). Pour le comptage des rayons γ il suffit de placer un écran de 5/10 ou 1 mm de Pb devant la fenêtre du compteur.

La figure 187 schématise une installation G-M pour coïncidences. Une seule échelle de comptage suffit. Au début de l'expérience elle est utilisée pour mesurer les intensités N_1 et N_2; pendant l'expérience elle enregistre les coïncidences et à la fin on rétablit la première liaison pour s'assurer que N_1 et N_2 n'ont pas varié.

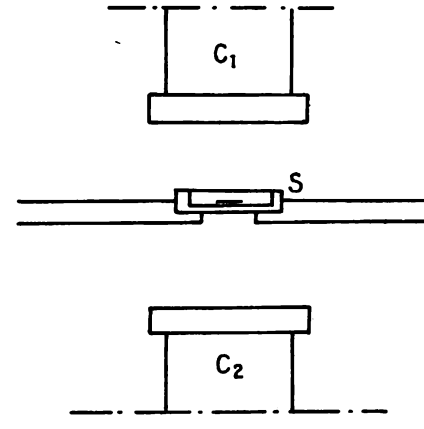


FIG. 187. — *Dispositif* G.M *pour coïncidences.*

EXPÉRIENCE VIII-1 : *Mesure d'un temps de résolution.*

a) Faire les paliers des 2 compteurs et se placer dans les conditions de bon fonctionnement (ch. IV, p. 116).

b) En utilisant 2 sources séparées par une plaque de Pb pour que les comptages de C_1 et C_2 soient indépendants, on déterminera le temps résolution τ de l'amplificateur à coïncidences.

N_1, N_2 taux de comptage des compteurs C_1 et C_2 en coups/mn.
N_f nombre de coïncidences fortuites/mn (s'assurer que le mouvement propre en coïncidences est négligeable sinon le retrancher au taux de coïncidences observées) :

$$\tau \text{ (sec)} = 30\, N_f/N_1N_2$$

calculer l'erreur sur τ en prenant $\sqrt{2N}$.

c) On pourra vérifier le bon fonctionnement de l'installation en établissant la distribution du nombre de coïncidences fortuites enregistrées pendant l'intervalle de temps Δt. On prendra Δt de façon à avoir 5 ou 6 coïncidences et on fera les lectures au vol.
Comparer avec la distribution théorique (ch. III, p. 103).

REMARQUE. — On peut préparer les deux sources indépendantes sur une rondelle de plomb de 5 mm d'épaisseur, en déposant la matière radioactive (^{32}P) dans des embrêvements de quelques dixièmes de mm de profondeur, ménagés de part et d'autre de la rondelle et recouverts ensuite par un morceau de ruban adhésif.

EXPÉRIENCE VIII-2 : *Étude des coïncidences* β-γ *dans* ^{198}Au.

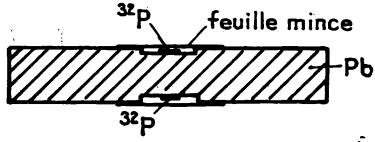


FIG. 188. — *Montage de 2 sources de* ^{32}P *pour mesure des coïncidences fortuites.*

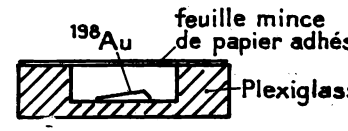


FIG. 189. — *Montage de la source d'* ^{198}Au.

^{198}Au est préparé par réaction (n, γ) sur ^{197}Au. Le fragment d'or est déposé dans la cavité d'une rondelle en matière plastique (fig. 189) et placé entre les deux compteurs G-M (fig. 190).

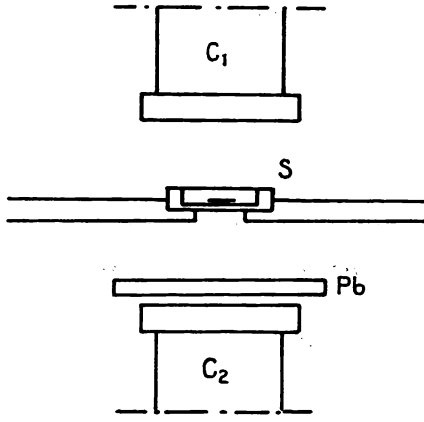


FIG. 190. — *Montage pour coïncidences* β-γ.

Sur le compteur C_2, qui doit compter les rayons γ émis par la source, on placera un écran de Pb de 5/10 mm d'épaisseur.

Le compteur C_1, devant lequel on interposera les écrans absorbants, doit être à 4 ou 5 cm de la source.

a) Mesurer le mouvement propre en coïncidences.

b) Mesurer le temps de résolution τ si ce n'est déjà fait (exp. VIII.1).

Si on veut faire une mesure précise il faut connaître τ avec une erreur inférieure à 5 %, ce qui nécessite un comptage de 800 coïncidences fortuites.

c) Déterminer les valeurs du rapport $\frac{N_c(\beta - \gamma)}{N_\beta}$ pour différentes valeurs de T_β.

On pourra, par exemple, faire la première mesure sans absorbant puis deux autres mesures avec 2/10 mm et 6/10 mm d'aluminium devant C_1.

Si on effectue des mesures précises, on constatera que ce rapport est constant (spectre β simple).

d) Pour une valeur donnée de T_β (par exemple celle qui donne le plus de précision sur la mesure : $T_\beta \simeq 1$) on mesurera différents rendements ρ_γ pour différentes épaisseurs de l'écran de Pb placé sur C_2.

On commencera avec un écran de 4/10 mm. Refaire les mêmes mesures avec des écrans d'aluminium sur C_2 (on commencera avec un écran de 15/10 mm qui coupe le rayonnement β de ^{198}Au).

On portera sur un graphique les variations de ρ_γ en fonction de la masse superficielle de l'écran de Z donné on comparera pour une même masse ρ_γ(Pb) et ρ_γ(Al).

Expérience VIII-3 : *Étude d'un spectre β double* ($^{42}_{19}$K).

Le dispositif expérimental est le même que pour l'expérience précédente. Le schéma de désintégration du nuclide étudié est donné (fig. 191). On remarque deux voies de désintégration β d'énergies maxima différentes et d'intensités également différentes. Une fraction seulement du spectre β est liée au rayonnement γ.

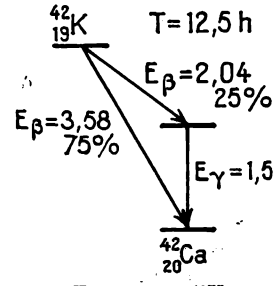


Fig. 191. — $^{42}_{19}$K.

a) Faire des mesures d'intensité, les compteurs étant disposés symétriquement par rapport à la source de façon à avoir $\omega_1 = \omega_2$.

Compte tenu du rendement γ de C_2 et de T_β pour C_1, on constatera que $N_\gamma < N_\beta$.

b) Refaire la même expérience que pour ^{198}Au; on constatera alors que $\frac{N_c(\beta - \gamma)}{N_\beta}$ n'est pas constant.

Ces 2 faits indiquent un spectre β complexe. Il faut alors calculer l'expression de N_1, N_2 et N_c dans ce cas on raisonnera sur le schéma général (fig. 192).

Les intensités des spectres β_1 et β_2 étant α et (1 — α):

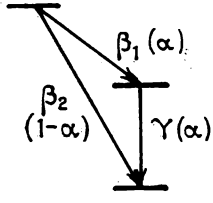


Fig. 192. — *Spectre complexe* (rapport d'embranchement α).

$$N_\beta = N_1 = \underline{N_0\omega_1\alpha T_{\beta 1}} + N_0\omega_1 (1 - \alpha) T_{\beta_2}$$

$$N_\gamma = N_2 = \underline{N_0\omega_2\varepsilon_\gamma\alpha}$$

$$N_c = N_0\omega_1\omega_2\alpha T_{\beta 1}\varepsilon_\gamma$$

$$\frac{N_c (\beta - \gamma)}{N_\beta} = \frac{\alpha T_{\beta 1}}{[\alpha T_{\beta 1} + (1 - \alpha) T_{\beta_2}]}\,\omega_\gamma$$

$$\frac{N_c (\beta - \gamma)}{N_\gamma} = \omega_1 T_{\beta 1}$$

c) Le rapport $\frac{N_c(\beta - \gamma)}{N\gamma}$ s'annule avec $T_{\beta 1} = 0$.

On portera sur un graphique ce rapport en fonction de la masse des écrans absorbants; on obtiendra ainsi le parcours du spectre β_1 dans Al, d'où l'énergie $E_{\beta 1}$ (max).

La méthode des coïncidences permet ici de faire l'absorption du rayonnement β_1 dans le mélange $\beta_1 + \beta_2$.

d) L'extrapolation des courbes N_c/N_β et N_c/N_γ pour un absorbant nul ($T_{\beta 1} = T_{\beta 2} = 1$) donne :

$$(N_c/N_\beta)_{T=1} = \alpha\rho_\gamma \qquad (N_c/N_\gamma)_{T=1} = \omega_1 \qquad \text{(fig. 193)}$$

d'autre part $(N_\beta)_{T=1} = N_0\omega_1$ et $N_\gamma = N_0\rho_\gamma\alpha$.

Si on connaît ρ_γ (expérience VIII.2) on obtient les intensités α et $1 - \alpha$ des 2 spectres β.

On peut aussi connaître l'angle solide ω_1 et l'intensité N_c de la source.

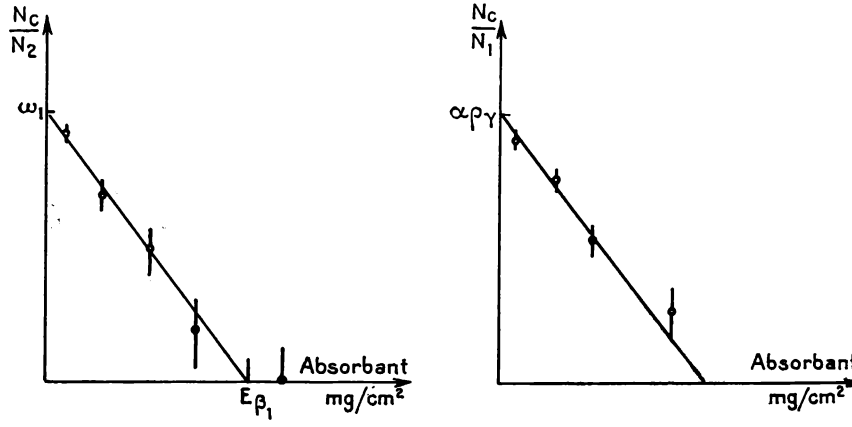


FIG. 193. — *Courbes d'absorption en coïncidences* $Nc/N\gamma$ et $Nc/N\beta$.

En particulier, on comparera l'angle solide ω_1 déterminé par le rapport $(N_c/N_\gamma)_{T=1}$ et l'angle solide géométrique $\omega_1 = \sin^2\alpha/2$.

REMARQUE. — On peut donner à étudier de la même façon $^{86}_{37}Rb$.

EXPÉRIENCE VIII-4 : *Mesure de l'intensité absolue d'une source radioactive.*

Une mesure directe de l'intensité d'une source comporte souvent une erreur importante.

L'expression du taux de comptage d'un rayonnement β s'écrit :

$$N_\beta = N_0\omega_\beta T_\beta.$$

Si on peut, à partir d'une courbe d'absorption extrapoler pour avoir $T_\beta = 1$, la connaissance de ω_β est souvent très imprécise. L'angle solide géométrique ne correspond pas toujours à l'angle solide effectif mesuré par une méthode de coïncidence (cf. expérience précédente). Cette différence est d'ailleurs fonction de l'énergie du rayonnement β (phénomènes de diffusion).

On peut atteindre N_0 (nombre de désintégration du nuclide par minute, dans l'angle solide 4π), par des mesures en coïncidence si on connaît le schéma de désintégration.

Nous prendrons les 2 exemples déjà envisagés :

a) spectre β simple suivit d'un seul rayonnement γ,

b) spectre β double.

1° Les différents taux de comptage s'expriment :

$$N_1 = N_\beta = N_0 \omega_\beta T_\beta$$
$$N_2 = N_\gamma = N_0 \rho_\gamma$$
$$N_c\,(\beta - \gamma) = N_0 \omega_\beta T_\beta \rho_\gamma.$$

Le nombre de coïncidences fortuites est donné par :

$$N_f = 2\tau N_1 N_2 = 2\tau N_0^2 \omega_\beta T_\beta \rho_\gamma.$$

On remarque alors que : $\dfrac{N_c(\beta - \gamma)}{N_f} = \dfrac{1}{2\tau N_0}$

$$N_0 = \frac{N_f}{2\tau N_c\,(\beta - \gamma)}.$$

On peut ainsi atteindre N_0 sans connaître ω_β et T_β le temps de résolution peut être connue avec une assez bonne précision (expér. VIII.1).

2° Si on se reporte aux expressions données à la fin de l'expérience VIII.3 on obtient :

$$N_0 = \frac{(N_\beta)_{\,T=1}}{(N_c/N_\gamma)_{\,T=1}}.$$

On calculera N_0 par une méthode de coïncidence pour une source dont le nuclide a un schéma du type *a*) ou *b*). On comparera avec la valeur de N_0 obtenue par un comptage simple ou intervient l'angle solide géométrique.

REMARQUE. — Si les expériences prennent un certain temps il y aura peut être lieu de faire une correction de période.

CHAPITRE IX

CARACTÉRISTIQUES QUANTIQUES DES NIVEAUX

Une fois connus l'énergie et l'ordre des niveaux, il reste à déterminer leur spin et leur parité.

Le spin a déjà été défini (introduction p. 25).

La parité est une propriété de la fonction d'onde qui caractérise un état nucléaire.

Pour une particule, la fonction des coordonnées spatiales

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta, \varphi)$$

peut souvent se mettre sous la forme

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r)\psi(\theta)\psi(\varphi) \qquad \text{avec} \qquad \psi(\varphi) = Ce^{im\varphi}$$

et

$$\psi(\theta) = AP_l^m(\cos\theta)$$

(l = moment angulaire de la particule).

Si $\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r})$ on dit que $\psi(\vec{r})$ a une parité paire ($\pi = +$).

Si $\psi(-\vec{r}) = -\psi(\vec{r})$ on dit que $\psi(\vec{r})$ a une parité impaire ($\pi = -$).

Or le changement de coordonnées $\vec{r} \to -\vec{r}$ se réduit aux changements suivants :

$$\theta \to \pi - \theta$$
$$\varphi \to \pi + \varphi.$$

Finalement on établira facilement que :

$$\psi(-\vec{r}) = (-1)^l \psi(\vec{r}) \begin{cases} l \text{ pair} & \pi = + \\ l \text{ impair} & \pi = -. \end{cases}$$

Pour l'ensemble des nucléons du noyau, la parité dépend de la

parité du mouvement de chaque nucléon :

$$\Sigma_{li}\begin{cases}\text{pair} & \pi = +\\ \text{impair} & \pi = -.\end{cases}$$

Revenons à l'image classique d'une transition γ (fig. 194) cette fois, à côté du spin de l'état nous introduisons sa parité π.

Si L désigne le moment angulaire total emporté par le photon, nous avons la règle de sélection :

$$|I_A - I_B| \leqslant L \leqslant I_A + I_B.$$

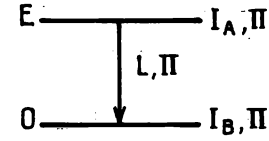


FIG. 194. — *Transition* γ.

L'onde électromagnétique qui emporte le moment L est dite 2^L polaire; elle se décompose en deux parties indépendantes, l'une dite électrique E(L) de parité $(-1)^L$, l'autre, magnétique M(L) de parité opposée $(-1)^{L+1}$.

Alors que l'origine de la radiation électrique est dans la variation périodique de la densité de charge dans le noyau $\rho(\vec{r}, t)$, l'origine de la radiation magnétique est dans la variation périodique du courant $\vec{j}(\vec{r}, t)$.

Comme $\vec{j} = \frac{1}{c}\rho\vec{v}$, on voit que pour un L donné, la transition magnétique est moins probable que la transition électrique

$$\frac{M(L)}{E(L)} \simeq \left(\frac{v}{c}\right)^2,$$

(v = vitesse des charges dans le noyau).

D'autre part le rapport des intensités $\frac{E(L+1)}{E(L)}$ est de l'ordre de $\left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^2$; R est le rayon du système émetteur et λ la longueur d'onde correspondant à l'énergie E de la transition ($\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/2\pi$).

EXEMPLES. — a) *Pour l'atome :* $R = 5\ 10^{-8}$ cm $\lambda = 5\,000$ Å $\left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^2 = 4.10^{-5}$ les transitions dipolaires électriques (L = 1) sont les plus probables, des transitions d'ordre plus élevé (L = 2) sont rarement observées.

b) *Pour le noyau :* $R = 6\ 10^{-13}$ cm $E = 1$ MeV, $\lambda = 0{,}01$ Å $\left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^2 = 1{,}5\ 10^{-3}$. Ainsi les transitions quadrupolaires (L = 2) sont moins interdites dans le noyau que dans l'atome. Cependant si on prend une transition de faible énergie E = 50 KeV $\lambda = 0{,}25$ Å

on a alors $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 = 2\ 10^{-6}$. De telles transitions sont peu probables d'où période très longue et conversion interne importante.

TABLEAU XII

TRANSITIONS γ.

Type de radiation.....	E_1	M_1	E_2	M_2	E_3	M_3	E_4	M_4
Différence de spin ΔI	1	1	2	2	3	3	4	4
Changement de parité π.....	oui	non	non	oui	oui	non	non	oui

La nature électrique ou magnétique de l'émission γ, ainsi que sa multipolarité dépendent des caractéristiques quantiques des 2 niveaux impliqués dans la transition. L'expérience consiste donc à déterminer le type de l'émission γ; or il se manifeste en particulier :

1) dans la vie moyenne τ de l'état excité,

2) dans les coefficients de conversion interne,

3) si l'on a une émission de 2 rayons γ en cascade, dans la corrélation angulaire $\gamma - \gamma$.

I. — MESURE DE LA VIE MOYENNE τ D'UN ÉTAT EXCITÉ

Le graphique (fig. 195) indique comment varie la vie moyenne

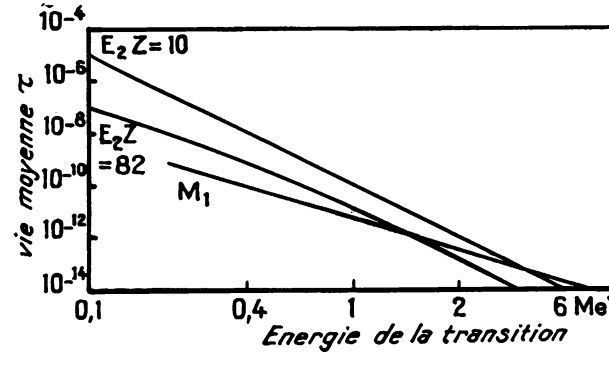


FIG. 195. — *Vie moyenne des états excités.*

en fonction du type de la radiation d'une part et de l'énergie de la transition d'autre part.

A partir de la technique des coïncidences on peut élaborer une méthode permettant la mesure de τ.

Il faut disposer pour cela d'un circuit électronique à coïncidences dit « circuit à coïncidences rapides » dont le temps de résolution est de l'ordre de 10^{-9} sec.

Le principe de la méthode est le suivant (fig. 196).

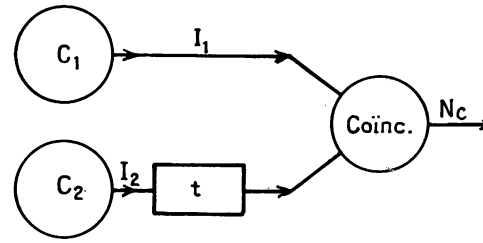


FIG. 196. — *Circuit à coïncidences rapides* (principe).

Les compteurs C_1 et C_2 sont des compteurs à scintillations (temps de montée de l'impulsion rapide).

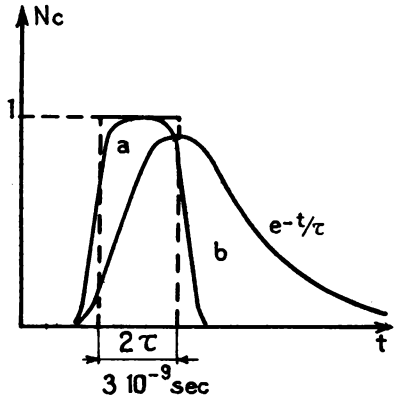


FIG. 197. — *Temps de résolution et mesure de vie moyenne* τ.

Les impulsions I_1 et I_2 sont dirigées vers l'amplificateur à coïncidences mais sur son trajet I_2 subit un retard variable t.

I_1 correspondant au rayonnement donnant naissance à l'état excité, traduit l'instant où se forme cet état.

I_2 correspondant au rayonnement de desexcitation traduit la fin de la durée de vie de l'état excité.

La distance $I_1 - I_2$ fluctue donc autour de la vie moyenne τ de l'état excité. Lorsque, partant du retard $t = 0$, on fait croître t, on doit avoir N_c (max) pour $t = \tau$; N_c décroit ensuite exponentiellement $(e^{-t/\tau})$ (fig. 197 *b*)

Lorsque l'on envoie dans le circuit à coïncidences les impulsions provenant des 2 rayons γ d'annihilation, I_1 et I_2 sont simultanées. La distance $I_1 - I_2$ est nulle. L'introduction d'un retard t, autour de $t = 0$, permet de mesurer le temps de résolution du circuit (fig. 197 *a*).

II. — COEFFICIENTS DE CONVERSION INTERNE

Entre les niveaux A et B (fig. 194) il existe 2 voies de désintégration :

a) émission d'électron,

b) émission d'un rayonnement γ (L).

On désigne coefficient de conversion le rapport $\frac{N_e}{N_\gamma}$. ce coefficient dépend de plusieurs paramètres :

— L multipolarité de la radiation émise,

— $\Delta\pi$ changement de parité,

— E énergie de la transition,

— Z numéro atomique de l'atome émetteur,

— K, L (L_I, L_{II}, L_{III}) ordre de la couche ou de la sous-couche d'ou l'électron est arraché.

Pour une transition électrique $\alpha_K = \frac{Ne^-(K)}{N_\gamma}$.

Pour une transition magnétique $\beta_K = \frac{Ne^-(K)}{N_\gamma}$.

Des tables donnent les valeurs de α_K, α_L ...; β_K, β_L, ... pour différentes valeurs du moment angulaire L et de l'énergie E.

L'expérience donne un coefficient; s'il ne correspond pas avec un des coefficients donnés par la théorie on peut envisager un mélange de transitions électrique et magnétique comme $E_2 + M_1$.

La valeur du coefficient de conversion ne permet pourtant pas d'atteindre une grande précision sur la composition du mélange car sa variation est lente entre 100 % de M_1 et 100 % de E_2 (fig. 201, p. 215). La méthode des corrélations angulaires permet d'atteindre dans ce domaine une bien plus grande précision.

TABLEAU XIII

COEFFICIENTS DE CONVERSION Z = 83.

$$\alpha = \frac{Ne}{N\gamma(E)} \qquad \beta = \frac{Ne}{N\gamma(M)}$$

Couche K

	Électrique		Magnétique	
ΔI	$E_\gamma = 250$ KeV	$E_\gamma = 900$ KeV	$E_\gamma = 250$ KeV	$E_\gamma = 900$ KeV
1	$3{,}67\ 10^{-2}$	$2{,}58\ 10^{-3}$	$8{,}17\ 10^{-1}$	$2{,}89\ 10^{-2}$
2	$9{,}72\ 10^{-2}$	$6{,}97\ 10^{-3}$	2,55	$5{,}62\ 10^{-2}$
3	$2{,}65\ 10^{-1}$	$1{,}55\ 10^{-2}$	6,95	$1{,}02\ 10^{-1}$
4	$7{,}18\ 10^{-1}$	$3{,}15\ 10^{-2}$	18,6	$1{,}82\ 10^{-1}$

III. — CORRÉLATIONS ANGULAIRES

Un noyau, dans un état donné, est caractérisé en particulier par son moment angulaire total $\vec{I}$. Si ce noyau est dans un état instable, la probabilité d'émission d'une particule ou d'un quantum dépendra de l'angle θ entre le moment $\vec{I}$ et la direction d'émission $\vec{k}$.

Si nous considérons un ensemble de noyaux $(\vec{I})$, nous pouvons décrire cet ensemble par les composantes m de $\vec{I}$ sur un axe de quantification choisi arbitrairement. Des $2I + 1$ orientations possibles de $\vec{I}$, il résulte que le nombre quantique magnétique m peut prendre $2I + 1$ valeurs.

Si les noyaux sont orientés au hasard, la population des sous niveaux magnétiques est uniforme et l'émission sera isotrope; dans le cas contraire, il y aura anisotropie dans l'émission. Il y aura par

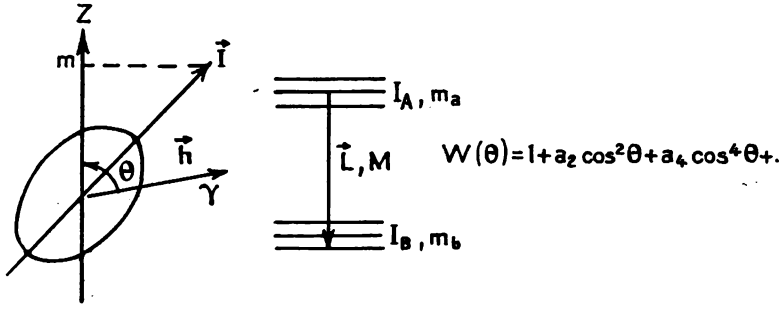


FIG. 198. — *Distribution angulaire* $I_A \rightarrow I_B$.

rapport à l'axe de quantification OZ une distribution angulaire $W(\theta)$ (fig. 198).

Connaissant les caractéristiques quantiques des 2 niveaux A et B et celles de l'émission $(\vec{L}, M)$, on peut établir théoriquement la forme de $W(\theta)$.

Lorsque les noyaux A, *non orientés*, assurent leur transition à l'état fondamental C par l'émission de deux quanta γ_1, γ_2, il est possible de retrouver une certaine orientation parmi cet ensemble.

Partant d'un ensemble de sous états magnétiques m_a uniformément peuplé, l'observation de l'émission γ_1 dans une direction donnée, permet de sélectionner un groupe de noyaux B dont les sous états m_b ne sont plus également peuplés. Si la vie de l'état intermédiaire B est suffisamment brève pour que cette population ne soit pas perturbée, alors la seconde émission γ_2 sera anisotrope par rapport à OZ. Il en résultera une « corrélation angulaire entre γ_1 et γ_2 ».

En prenant l'axe de quantification suivant la direction d'émission

de γ_1 ($\theta_1 = 0$) on simplifiée le problème. $W(\theta)$ se présente comme un produit de probabilités de transitions :

$$W(\theta) = \sum_{m_a, m_b, m_c} P(0) \quad P(\theta) \qquad \text{(fig. 199)}$$
$$m_a \to m_b \quad m_b \to m_c$$

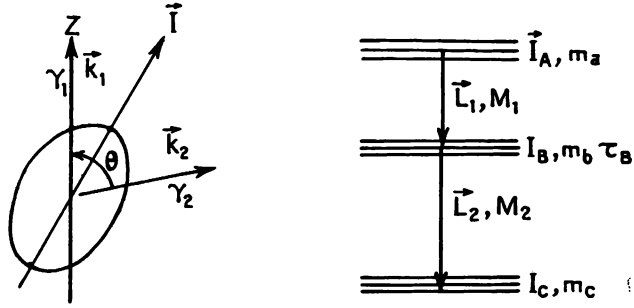


FIG. 199. — *Corrélation angulaire* $I_A \to I_B \to I_C$.

P(0) probabilité relative pour l'émission d'un quantum dans la direction $\theta_1 = 0$;

$m_a \to m_b$

$P(\theta)$ probabilité relative pour l'émission du deuxième quantum dans la direction $\theta_2 = \theta$.

$m_b \to m_c$

L'expérience consiste à détecter, avec des compteurs à scintilla-

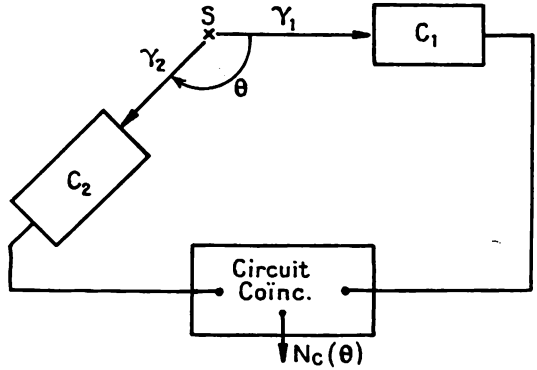


FIG. 200. — *Dispositif expérimental pour corrélations angulaires.*

tions, les coïncidences entre γ_1 et γ_2 comme une fonction de l'angle θ défini par les axes des 2 compteurs (fig. 200).

$N_c(\theta)$ doit subir certaines corrections, en particulier celle due à l'angle solide fini des détecteurs.

$N_c(\theta)$ doit être normalisé pour donner l'expression $W_{exp}(\theta)$.

Il n'est pas en général possible, à l'aide d'une seule mesure de corrélation angulaire — qui nous donne au plus 2 coefficients a_2 et a_4 — de déterminer les 5 grandeurs qui interviennent dans le calcul théorique de $W(\theta)$ à savoir: I_A, I_B, I_C, L_1, L_2. C'est donc en liaison avec d'autres mesures, et en particulier avec la mesure des coefficients de conversion, que la corrélation angulaire devient une méthode fructueuse pour la détermination des caractéristiques quantiques des niveaux excités des noyaux.

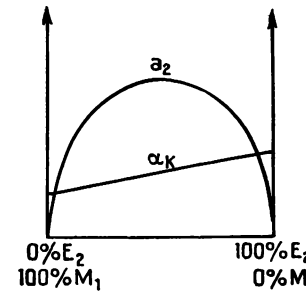


FIG. 201. — *Sensibilité des coefficients a_2 et α_K pour le mélange E_2/M_1.*

Dans le cas où l'émission γ_1 est pure et l'émission γ_2 un mélange, l'étude de la corrélation angulaire permet souvent de déterminer avec une bonne précision le pourcentage des mélanges d'ordres multipolaires. Dans le cas d'un mélange $E_2 + M_1$, les coefficients a_2 et a_4 sont fonction de l'intensité du rapport E_2/M_1 et a_2 est très sensible à un faible pourcentage de E_2 (fig. 201).

Nous donnerons comme exemple deux résultats de corrélations angulaires, l'un $(\gamma - \gamma)$ avec ^{60}Ni, l'autre $(\alpha - \gamma)$ avec ^{210}Po.

a) CORRÉLATION $\gamma - \gamma$ DE ^{60}Ni

La théorie donne, pour la cascade $4 \xrightarrow{(2)} 2 \xrightarrow{(2)} 0$ (fig. 202) l'expression

$$W(\theta) = 1 + 0{,}1020\ P_2(\cos\theta) + 0{,}0091\ P_4(\cos\theta).$$

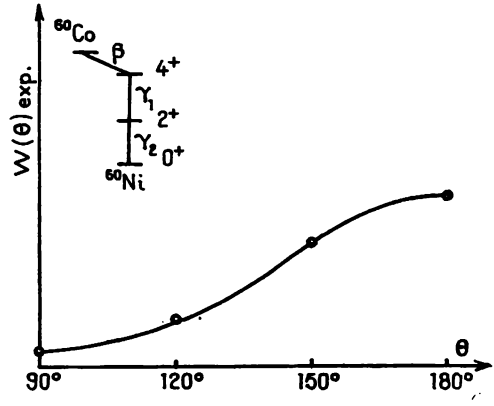


FIG. 202. — *Corrélation γ-γ de ^{60}Ni.*

Les expériences de Steffen montrent l'excellent accord avec la théorie.

b) CORRÉLATION $\alpha - \gamma$ DE ^{210}Po

Dans la décroissance de ^{210}Po il y a un faible embranchement α aboutissant à un niveau excité de ^{206}Pb dont la vie moyenne

$$\tau = 3\ 10^{-9}\ \text{sec}$$

permet de réaliser une corrélation $\alpha - \gamma$ (fig. 203). Celle-ci, effectuée à l'aide d'une chambre d'ionisation et d'un compteur à scintillations ou au moyen de 2 compteurs à scintillations donne une

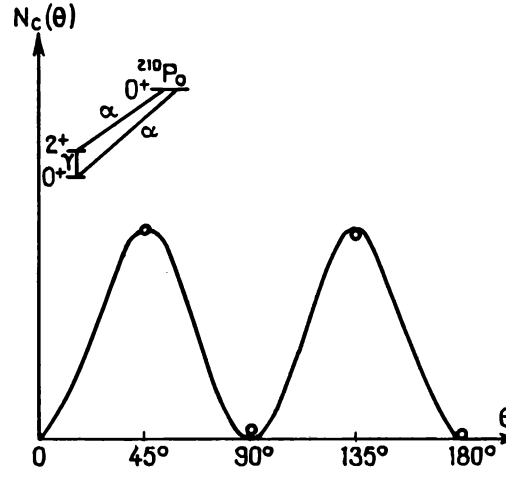


FIG. 203. — *Corrélation α-γ de* ^{210}Po.

distribution en $\sin^2 2\theta$ caractéristique d'une émission E_2. Comme $I_A = I_C = 0$ (noyau pair-pair) on en conclut $I_B = 2$. Du point de vue des parités on a $\pi_A = +$, $\pi_C = +$, $L_1 = 2$ donc $\pi_B = \pi_A = +$. Il n'y a donc pas de changement de parité entre B et C, le rayon γ ($L_2 = 2$) ne peut être de polarité magnétique.

IV. — « MODÈLE DES COUCHES » ET TRANSITION γ.

Dans ce modèle, on envisage une organisation des nucléons un peu semblable à celle des électrons atomiques.

On a un champ moyen statique défini par l'ensemble des nucléons. Dans ce champ central on peut, en employant des potentiels différents pour les protons et les neutrons, calculer une succession de

niveaux caractérisés par une énergie de liaison et par le moment angulaire total $j = l + s$ des nucléons qui l'occupent.

Le remplissage de ces niveaux devant faire apparaître les nombres magiques révélés par l'expérience (2, 8, 20... cf. introduction, p. 22) il est possible de choisir le potentiel et le mode de couplage pour obtenir le bon accord.

Les nucléons identiques de j donné, lorsqu'ils sont en nombre pair, se groupent toujours pour donner un spin total nul et aucune contribution au moment magnétique. Aussi les noyaux pair-pair ont $I = 0$, $\mu = 0$.

Si une particule (proton ou neutron) n'est pas couplée, les couches internes étant remplies, les caractéristiques I et μ de son état définiront celles du noyau (modèle à particule indépendante).

Dans ce champ central nucléaire, on peut alors envisager la transition d'un proton ou d'un neutron d'un état vers un autre. Cette transition sera accompagnée d'une émission γ dont les caractéristiques $(\vec{L}, M, \pi)$ dépendront des caractéristiques des états initial et final de la transition du nucléon.

EXPÉRIENCES IX

1. — Mesure d'un coefficient de conversion par la méthode des coïncidences ($\beta - e^-$).
2. — Corrélation angulaire de 2 γ d'annihilation.

EXPÉRIENCE IX-1 : *Mesure d'un coefficient de conversion par la méthode des coïncidences* ($\beta - e^-$).

Si l'on utilise deux compteurs G-M a fenêtres en bout (2 mg/cm²) et si on fait l'expérience dans l'air, il faut que le spectre β et les électrons de conversion soient assez énergiques. On a en effet environ 10 mg de matière interposée entre la source et le volume utile du compteur, c'est-à-dire que l'on absorbe complètement des électrons de 80 keV.

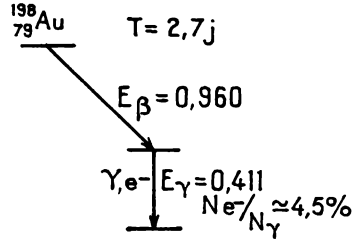


FIG. 204. — *Désintégration de* ^{198}Au.

Le nuclide étudié devra avoir un schéma de désintégration du type : spectre β simple suivi d'un rayonnement γ converti (fig. 204).

Les compteurs sont placés symétriquement par rapport à la source (fig. 205). Bien que devant compter le

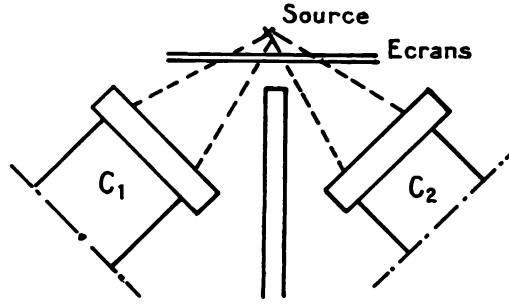


FIG. 205. — *Dispositif* G-M *pour étude de coïncidences* β-e^-.

rayonnement β et les électrons de conversion, ils présentent une certaine efficacité ε_γ au rayonnement γ.

Les taux de comptage s'expriment :

$$(1)\quad N_1 = N_0\omega_1 T_\beta + N_0\omega_1 \frac{\alpha}{1+\alpha} Te^- + N_0\omega_1 \frac{1}{1+\alpha}\varepsilon_\gamma$$

$$N_2 = N_0\omega_2 T_\beta + N_0\omega_2 \frac{\alpha}{1+\alpha} Te^- + N_0\omega_2 \frac{1}{1+\alpha}\varepsilon_\gamma$$

Le coefficient de conversion étant défini $\alpha = \frac{Ne^-}{N_\gamma}$.

Le dernier terme représente la contribution du rayonnement γ.

Intensité des coïncidences $(\beta - e^-)$

$$N_c(\beta - e^-) = 2N_0\omega_1 T_\beta \omega_2 \frac{\alpha}{1+\alpha} Te^-.$$

Intensité des coïncidences $(\beta - \gamma)$

$$N_c(\beta - \gamma) = 2N_0\omega_1 T_\beta \frac{1}{1+\alpha}\varepsilon_\gamma.$$

REMARQUE : $\frac{N_c(\beta - e^-)}{N_c(\beta - \gamma)} = \frac{\alpha Te^-}{\varepsilon_\gamma}$ Si $Te^- = 1$ $\alpha = 5\ 10^{-2}$ $\varepsilon_\gamma = 10^{-3}$

$\frac{N_c(\beta - e^-)}{N_c(\beta - \gamma)} = 50$, on peut donc négliger la part des coïncidences $(\beta - \gamma)$.

Si nous exprimons le rapport $\frac{N_c(\beta - e^-)}{N_\beta}$ en négligeant pour N_β le terme de la contribution γ nous obtenons :

$$\frac{N_c(\beta - e^-)}{N_\beta} = 2\omega_1 \frac{\alpha}{1+2\alpha} \quad \text{si} \quad T_\beta = Te^- = 1$$

ω_1 peut être déterminé par une méthode de coïncidences $(\beta - \gamma)$. On peut donc atteindre le coefficient de conversion α, si on établit la courbe d'absorption des coïncidences $\beta - e^-$ en plaçant des écrans absorbants devant la source (fig. 206).

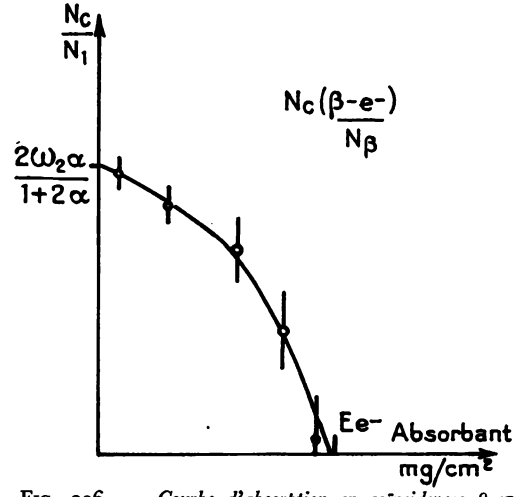


FIG. 206. — *Courbe d'absorption en coïncidences* β-e^-.

Lorsque Te^- ou T_β est nul il n'y a plus de coïncidences ($\beta - e^-$), le fond que l'on peut observer proviendra de coïncidences ($\beta - \gamma$). L'extrapolation de cette courbe nous donne la limite du rapport $\frac{N_c(\beta - e^-)}{N_\beta}$ pour $T_\beta = T_e = 1$.

On fera l'expérience avec ^{198}Au, le niveau excité du mercure (411KeV) se désexcitant en partie par émission d'électrons de conversion ($\alpha_K = 3{,}5\ \%$).

REMARQUE. — Si les compteurs sont face à face, et si la source émettrice de rayonnement β est déposée sur un support mince entre les 2 compteurs, on observera des coïncidences parasites dues à la rétrodiffusion des électrons par le gaz et la paroi du compteur (fig. 207).

On fera l'expérience avec une source β ne donnant pas de coïncidences vraies (^{32}P).

Au moyen de rondelles de diamètre de plus en plus petit, on resteindra

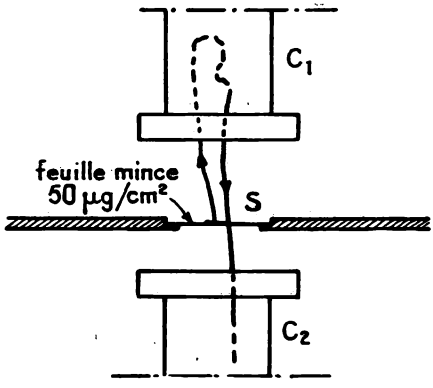


FIG. 207. — *Fausses coïncidences dues à la retrodiffusion.*

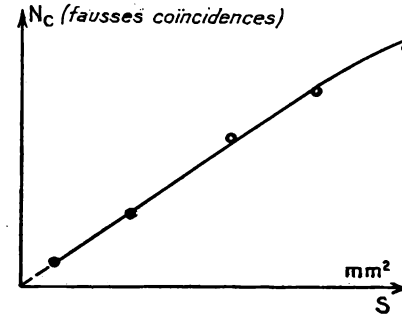


FIG. 208. — *Elimination des coïncidences dues à la retrodiffusion.*

la surface libre par laquelle passent les électrons rétrodiffusés. Le taux de coïncidences diminue. Construire N_c en fonction de la surface S des rondelles (fig. 208).

EXPÉRIENCE IX-2 : *Corrélation angulaire de 2 rayons γ d'annihilation.*

Dispositif expérimental : (Fig. 209) et (Fig. 200 p. 214).

Deux compteurs a scintillations (NaI) sont montés sur des supports mobiles autour de la source. Sur son support le compteur peut être déplacé de manière à pouvoir faire varier la distance cristal-source c'est-à-dire l'angle solide ω.

La source de ^{22}Na (émetteur β^+) est au centre (fig. 27, p. 31). Dans la matière de son support les électrons positifs s'annihilent donnant naissance à 2 rayons γ de 510 KeV émis à $\theta = 180°$ (introduction III, p. 37).

On ne mesure pas ici la corrélation angulaire de 2 rayons γ émis en cascade, mais cette expérience permet de se rendre compte de l'effet de l'angle solide, des effets de diffusion et aussi de calculer le rendement au rayonnement γ de 510 KeV du compteur à scintillations.

Les compteurs étant à 10 cm de la source on établira le spectre γ pour chacun d'eux. On prendra les impulsions de la raie photoélectrique de

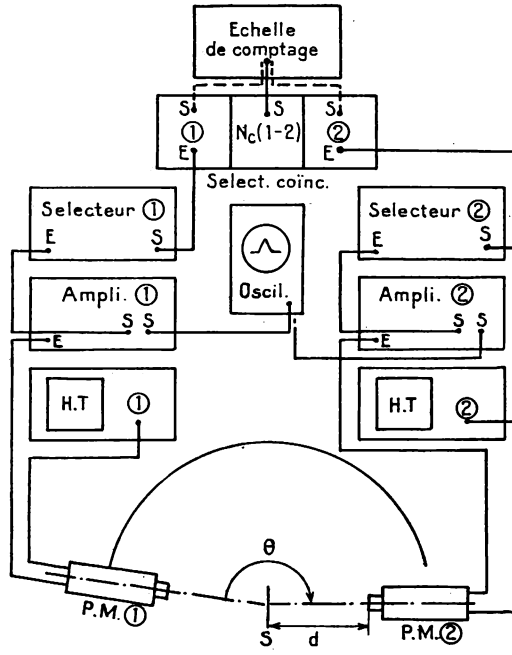


FIG. 209. — *Dispositif expérimental pour l'étude de la corrélation angulaire des γ d'annihilation de* ^{22}Na.

510 KeV avec une bande de 5 volts. Ces impulsions I_1 et I_2 seront alors injectées dans l'amplificateur à coïncidences (fig. 210).

On construira N_c en fonction de θ autour de θ = 180°, on fera l'expérience pour différentes valeurs de l'angle solide ω (fig. 211).

Pour θ = 90° on effectuera deux mesures de N_c avec écran de plomb entre les cristaux et sans écran. Un rayon γ donnant un effet compton dans C_1 peut venir dans C_2 s'absorber par effet photoélectrique on a alors 2 impulsions simultanées I_1, I_2 pour un seul rayon γ (coïncidences parasites dues à la diffusion). Pour observer ce phénomène il faut se placer en discrimination sur les voies V_1 et V_2 et prendre tout le spectre γ et non la raie photoélectrique.

Pour θ = 180°.

$$N_1 = N_0\rho_1\eta_1 \qquad \rho_1 = \omega_1\varepsilon_1$$
$$N_2 = N_0\rho_2\eta_2 \qquad \rho_2 = \omega_2\varepsilon_2$$
$$N_c = N_0\rho_1\rho_2\eta_1\eta_2$$
$$\frac{N_c}{N_1} = \rho_2\eta_2 \cdot$$

η_1 et η_2 sont les fractions des raies photoélectriques admises dans le circuit à coïncidences (fig. 210).

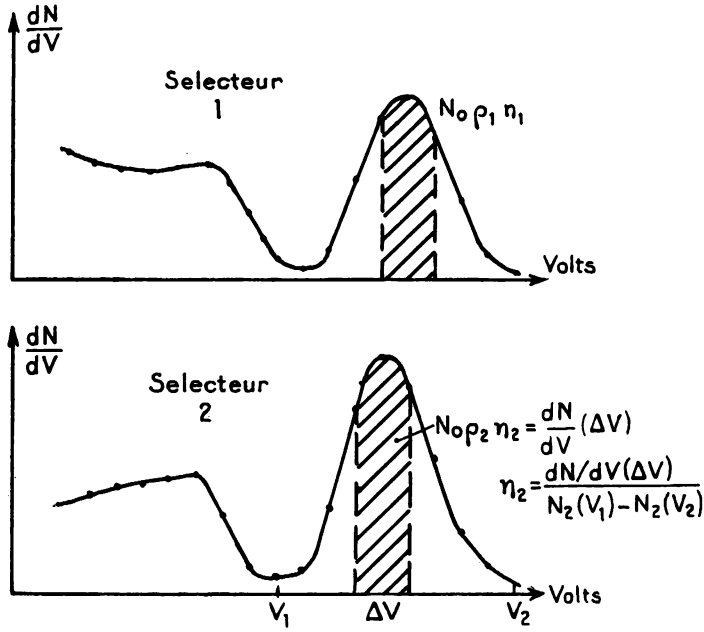


FIG. 210. — *Spectres γ sur les voies* (1) *et* (2).

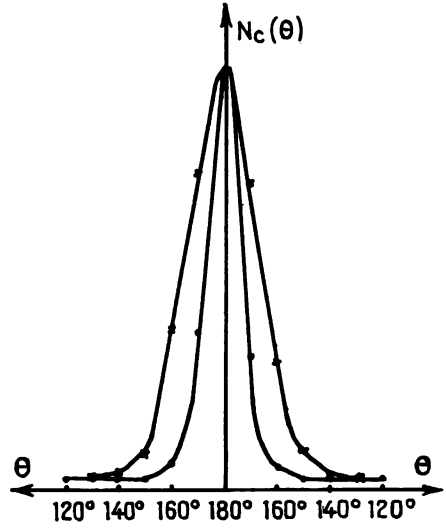


FIG. 211. — *Courbes de résolution pour 2 valeurs de d.*

On peut calculer η_2 en mesurant en discriminateur le nombre d'impulsions participant à la raie de 510 KeV. Ce nombre $N_0\rho_2$ est égal à la différence des intensités avant et après la raie : $N_0\rho_2 = N_2(V_1) - N_2(V_2)$

$$\eta_2 = \frac{N_2}{N_2(V_1) - N_2(V_2)}.$$

On atteint ainsi le rendement ρ_2 de C_2; si on calcule géométriquement l'angle solide ω_2 on obtiendra l'efficacité photoélectrique du compteur à scintillations pour le rayonnement γ de 510 KeV.

CHAPITRE X

EXCITATION DES NOYAUX STABLES

EXCITATION COULOMBIENNE ET MODÈLE COLLECTIF

Un grand nombre de résultats expérimentaux obtenus par les méthodes dont nous venons de décrire les traits essentiels, pouvaient s'expliquer à partir des hypothèses du « modèle des couches » (ch. IX, p. 216). Cependant certains résultats se trouvaient en net désaccord avec cette théorie.

Les noyaux fournissant ces résultats étaient principalement des noyaux lourds dont les nombres de protons (Z) et de neutrons (A — Z) étaient très éloignés des nombres magiques.

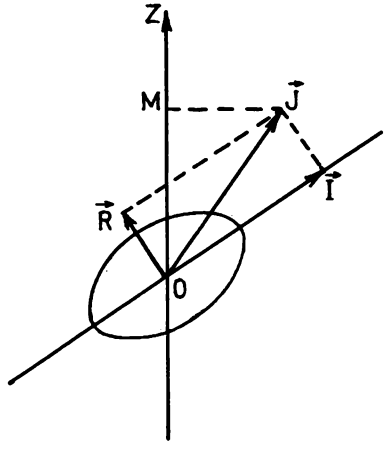


FIG. 212. — *Modèle collectif.*

Le modèle des couches qui semble approprié pour les noyaux légers et au voisinage des nombres magiques devient incorrecte lorsque l'on se trouve dans une région comprise entre deux nombres magiques

$$(60 < Z < 80,\quad 88 < A - Z < 120).$$

Les noyaux lourds, dans cette région présentent généralement un moment quadrupolaire élevé traduisant une déformation importante.

Cette masse déformée doit avoir un mouvement d'ensemble venant perturber le champ « statique » défini dans le précédent modèle.

La théorie du « modèle collectif » tient compte de ces mouvements collectifs de rotation et de vibration qui tout en préservant le volume nucléaire introduisent un moment angulaire collectif de rotation $\vec{R}$ qui devra se composer avec le moment angulaire $\vec{J}$ pour donner la nouvelle résultante $\vec{I}$ (fig. 212).

On obtient ainsi de nouveaux niveaux d'énergie caractérisés par de faibles énergies d'excitation.

Dans les noyaux pair-pair l'énergie de ces états est donnée par

$$E_{rot} = \frac{h^2}{2\mathfrak{J}} I(I+1) \qquad \mathfrak{J} = \text{moment d'inertie du noyau}$$

le spin I ne pouvant prendre que les valeurs 0, 2, 4, 6.

La diffusion inélastique des particules chargées par les noyaux met en évidence ces niveaux de rotation.

Les expériences d'excitation coulombienne sont effectuées principalement avec des protons ou des particules α. Ces particules sont accélérées soit dans un générateur électrostatique, soit dans un cyclotron. Leur énergie doit être de l'ordre de quelques millions d'électrons volts.

A la sortie du générateur on dispose d'un faisceau de particules (X) d'énergie $E \pm \Delta E$ et dont l'intensité doit être de quelques

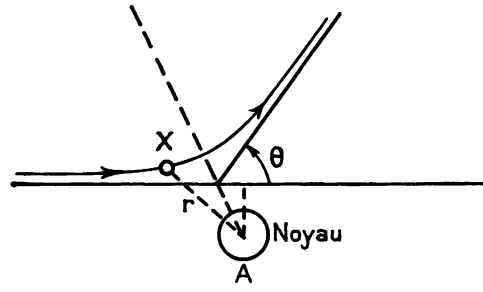


FIG. 213. — *Diffusion inélastique.*

microampères. Ce faisceau tombe sur une cible renfermant les noyaux A que l'on veut exciter.

La réaction s'écrit (fig. 213) :

$$\xrightarrow{x} A \rightarrow A^* \xrightarrow{x}.$$

Si l'énergie de la particule incidente est inférieure à l'énergie de la barrière de potentiel $\left(\frac{Z_x Z_A e^2}{R_A}\right)$ alors la particule X se déplace sur une orbite hyperbolique dans le champ coulombien répulsif du noyau cible A.

La probabilité d'excitation du noyau cible dépend alors des caractéristiques quantiques des états initial et final du noyau A et de l'énergie d'interaction qui est essentiellement coulombienne et dépend de la distance r de la particule au noyau. L'excitation du

noyau A se traduira par le schéma (1), sa désexcitation par le schéma (2) (fig. 214).

L'expérience la plus simple consiste en l'observation des rayons γ de désexcitation. On peut cependant compléter cette information

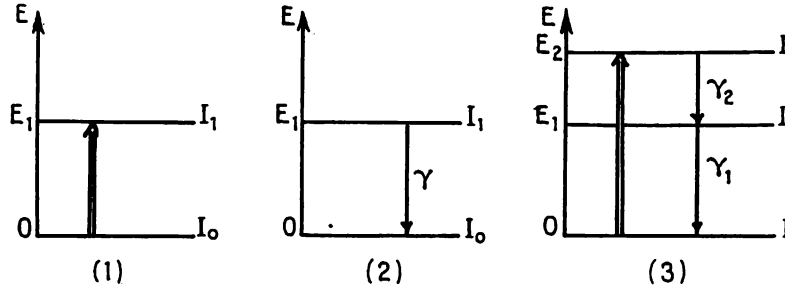


FIG. 214. — (1) (2) (3).

de base par la mesure des coefficients de conversion de ces rayons γ, par l'étude de la corrélation angulaire de 2 rayons γ émis en cascade (fig. 214), enfin par l'étude directe de la diffusion élastique de la particule X suivant l'angle θ.

EXPÉRIENCE X.

1. Excitation coulombienne de $^{198}_{79}Au$ et $^{181}_{73}Ta$.

Nous décrirons ici l'expérience la plus simple : la mise en évidence des rayons γ de désexcitation.

Expérience en cible épaisse.

L'épaisseur de la cible, une feuille d'or ou de tantale, est telle que les particules incidentes y soient arrêtées. Dans ces conditions, la cible peut être placée directement devant le cristal (INa) du photomultiplicateur (fig. 215).

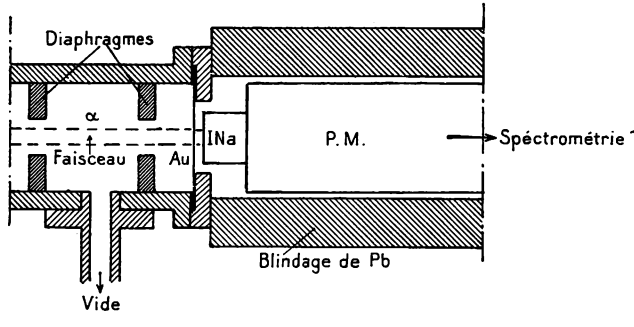


FIG. 215. — *Montage expérimental en cible épaisse.*

Si l'on utilise un gros cristal on aura le maximum d'efficacité malgré le rendement très faible du processus d'excitation coulombienne (10^{-7} excitation par proton).

REMARQUE. — Le faisceau devra être canalisé par des diaphragmes en Pb suffisamment éloignés du cristal afin de ne pas recevoir sur celui-ci des rayons γ autres que ceux provenant de la cible.

On mesurera les énergies des rayonnements γ pour une cible ^{197}Au ou ^{181}Ta, on comparera avec le spectre γ obtenu pour une cible de Pb.

Étant données les fluctuations toujours possibles du faisceau dans ces expériences, on ne peut obtenir un spectre γ correcte qu'en utilisant un sélecteur multicanaux.

Expérience en cible mince.

Dans ce cas les particules incidentes ne sont pratiquement pas absorbées mais seulement diffusées.

Une diffusion préalable d'une fraction du faisceau sur une feuille mince permet de mesurer l'énergie exacte des particules incidentes et d'intégrer

le nombre de celles-ci tombant sur la cible. Si cette dernière est au centre d'une chambre et relevable au-dessus de l'axe du faisceau, on peut en plus

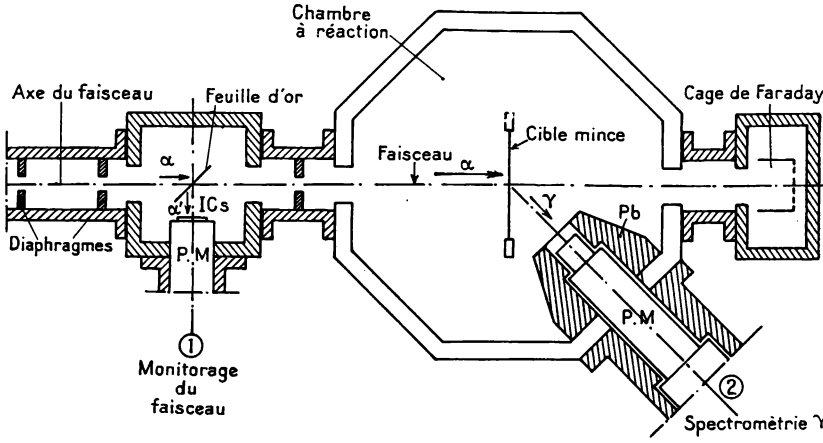


FIG. 216. — *Montage expérimental en cible mince.*

mesurer le mouvement propre du dispositif expérimental lorsque le faisceau est en place (fig. 216).

L'expérience sera conduite comme précédemment, mais on peut cette fois contrôler l'intensité du faisceau, celle-ci étant proportionnelle soit au

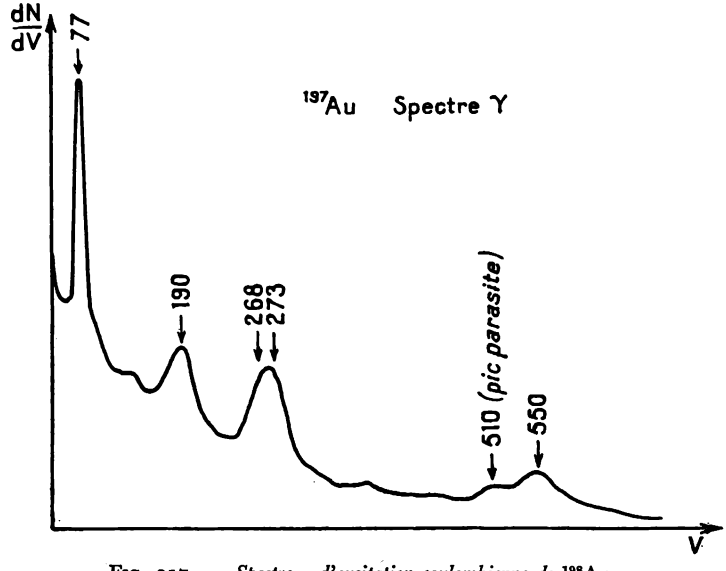


FIG. 217. — *Spectre γ d'excitation coulombienne de* ^{198}Au.

nombre de particules diffusées à 90° et détectées par un photomultiplicateur avec un cristal d'iodure de cesium P-$M_{①}$ (fig. 216), soit à l'intensité du courant donnée par un dispositif de cage de Faraday placé en bout du faisceau.

On peut de plus étudier le mouvement propre, la cible étant relevée et le faisceau ayant la même intensité que lors de l'expérience d'excitation.

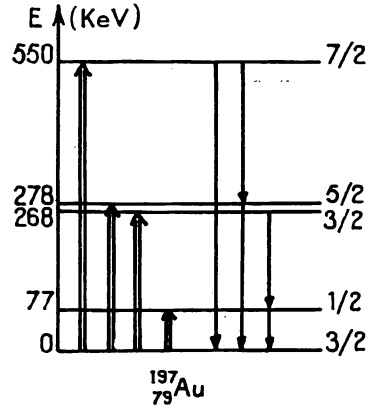


FIG. 218. — *Niveaux d'excitation de* ^{197}Au.

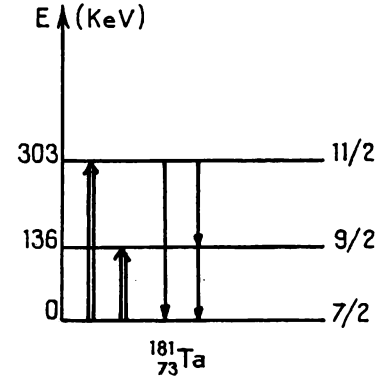


FIG. 219. — *Niveaux d'excitation de* ^{181}Ta.

On enregistrera le spectre total (excitation + mouvement propre) pour 100 000 particules incidentes diffusées à 90° dans le photomultiplicateur.

On enregistrera le mouvement propre (cible relevée) pour la même intensité du faisceau (100 000 particules incidentes).

Par soustraction on construira le spectre γ d'excitation (fig. 217) et après étalonnage on en déduira les énergies E_i des niveaux excités (fig. 218 et 219).

CHAPITRE XI

RÉACTIONS NUCLÉAIRES

Une réaction nucléaire est un processus au cours duquel un noyau réagit avec un autre noyau ou avec une particule élémentaire ou un photon pour conduire à un ou plusieurs noyaux différents du premier. La première réaction fut observée par Rutherford en 1919, lorsqu'en soumettant de l'azote à des rayons α, ce savant observa la projection de protons. La notation classique écrit :

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{17}_{8}\mathrm{O} + ^{1}_{1}\mathrm{H}$$

les masses étant en haut et à gauche, les charges en bas à gauche.

Lorsque le nouveau noyau produit est radioactif, la réaction est beaucoup plus facilement observable. Par une méthode chimique on peut séparer le nouvel élément formé du parent. Ainsi furent découvertes la transmutation de l'aluminium en phosphore et la radioactivité artificielle par I. et F. Joliot en 1934

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{30}_{15}\mathrm{P} + ^{1}_{0}n.$$

Après irradiation aux rayons α du polonium la lame d'aluminium était attaquée à l'acide chlorhydrique. Le produit radioactif formé est un gaz, émetteur β^+ identifié comme PH_3. La réaction nucléaire a transformé un élément, l'aluminium en un autre, de propriétés chimiques très différentes, le phosphore. La réaction s'écrit encore $^{27}\mathrm{Al}\ (\alpha, n)^{30}\mathrm{P}$.

I. — SECTION EFFICACE

La probabilité d'un processus nucléaire est généralement exprimée en section efficace σ qui a la dimension d'une surface (fig. 220). La compréhension de ce terme est simple. Supposons un faisceau de particules traversant un écran et admettons que toute particule incidente provoque un effet sur le noyau-cible lorsque la distance des centres devient inférieure à une distance critique d. Si une particule projectile frappe 1 cm^2 de cible contenant $\mathfrak{N}$ noyaux par cm^3,

la probabilité de réaction est $\mathfrak{N}\sigma$ avec $\sigma = \pi d^2$ (surface du disque de rayon d associé à chaque noyau cible).

Cette image n'est pas rigoureusement exacte pour les particules chargées qui doivent traverser une barrière de potentiel, ni pour les

I Intensité du faisceau $= \dfrac{\text{Nbre de particules}}{\text{Surface}}$.

dI Affaiblissement dû à l'interaction avec un « centre ».

σ *Aire attachée à chaque « centre ».*

n *Nombre de « centres » par unité de vol.*

Probabilité de rencontre

$$= \frac{\text{Surface des « centres »}}{\text{Surface du faisceau}}.$$

$$d\omega = \frac{dI}{I} = \frac{\sigma n dx}{1}$$

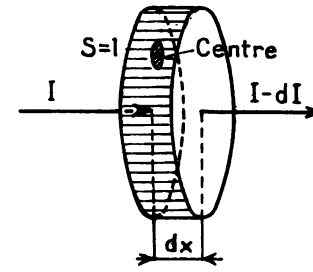


FIG. 220. — *Section efficace d'un processus.*

neutrons lents pour lesquels les phénomènes de résonance interviennent, mais la définition reste.

Si $\mathfrak{N}$ est le nombre de noyaux par cm³ dans la cible :

I le nombre de particules incidentes du faisceau,

σ la section efficace en cm²,

x l'épaisseur de la cible mince (c'est-à-dire d'une cible dans laquelle le faisceau est très peu atténué).

Le nombre de processus créés dans la cible s'écrit simplement :

$$\boxed{n = I\mathfrak{N}\sigma x.}$$

Pour une cible épaisse $-dI = I\mathfrak{N}\sigma\, dx$.

Si σ ne varie pas avec l'énergie : $I = I_0\, e^{-\mathfrak{N}\sigma x}$.

Le nombre de réactions est $I_0 - I = I_0\,(1 - e^{-\mathfrak{N}\sigma x})$.

La section efficace totale de collision d'une particule *rapide* ne peut dépasser la surface de la section géométrique du noyau. Comme le rayon est inférieur à 10^{-12} cm, elle ne peut dépasser 10^{-24} cm². On a appelé barn l'unité de section efficace avec l'équivalence 1 barn $= 10^{-24}$ cm².

II. — BARRIÈRES DE POTENTIEL POUR LES PARTICULES CHARGÉES

Si l'on reprend la réaction de Rutherford $^{14}N\ (\alpha, p)^{17}O$, le calcul du bilan d'énergie d'après les variations de masse conduit à écrire : $Q = {}^{14}N + {}^{4}He - ({}^{17}O + {}^{1}H) = 18{,}01139 - 18{,}01268$ unités de

masse; comme 1 unité de masse = 931 MeV

$$Q = -0{,}00129 \times 931 = -1{,}20 \text{ MeV}.$$

Pour produire la réaction, il semblerait à première vue qu'il faille communiquer à la particule α une énergie telle qu'après conservation de la quantité de mouvement, 1,2 MeV soient transférés au noyau d'azote. La particule α ayant une énergie cinétique

$$E_\alpha = \frac{1}{2} M_{He} V_{He}^2$$

communique au noyau composé N + He une énergie cinétique

$$\frac{1}{2} M_{(N+He)} V_{(N+He)}^2 = E_c.$$

La conservation de la quantité de mouvement permet de relier E_c à E_α :

$$E_c = \frac{M_{He}}{M_{(N+He)}} E_\alpha.$$

Pour produire la réaction il faudrait :

$$E_\alpha - E_c \geqslant 1{,}2 \text{ MeV}$$

pour que cette énergie soit disponible pour le noyau on a donc les équations :

$$E_\alpha - E_c = 1{,}2 \qquad \text{et} \qquad E_c = \frac{4}{18} E_\alpha$$

d'où

$$E_\alpha = 1{,}2 \times \frac{18}{18-4} = 1{,}54 \text{ MeV}.$$

Mais cette énergie ne sera pas suffisante. En effet, la répulsion coulombienne entre le noyau chargé positivement et l'hélion porteur de deux charges positives augmentera à l'approche de la particule jusqu'à ce que celle-ci arrive dans le rayon d'action des forces nucléaires de ^{14}N. La hauteur énergétique de cette répulsion est donnée par :

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}.$$

Si $Z_1 e$ est la charge de la particule incidente,
$Z_2 e$ celle du noyau,
R_1 et R_2 les rayons de la particule et du noyau.
En prenant $R = 1{,}5 . 10^{-13} A^{1/3}$, on obtient ici 3,4 MeV.
Il faudra, en faisant abstraction de la pénétration à travers la barrière négligée par la mécanique classique, $3{,}4 \times \frac{18}{24} = 4{,}4$ MeV pour que la particule α entre dans le noyau. Pour produire la réaction $^{14}N + {}^4He$ il faut donc 1,54 + 4,4 = 5,94 MeV.

III. — INTÉRÊT DE L'ÉTUDE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES

Pour les basses énergies (inférieures à quelques dizaines de MeV), les réactions nucléaires permettent d'obtenir des renseignements sur la structure des noyaux dans leur état fondamental et dans leurs divers états excités. En effet on peut compter les particules émises et mesurer leur énergie et leur distribution angulaire. Les séparations radiochimiques permettent de connaître le noyau projeté. Ces noyaux produits par la réaction sont eux-mêmes portés à des niveaux d'excitation qu'on peut ensuite étudier. On dispose donc d'un moyen artificiel qui s'ajoute à l'excitation coulombienne pour produire des noyaux dans différents niveaux d'excitation et observer la façon dont ils se désexcitent.

La théorie des réactions nucléaires a été développée en 1936 par N. Bohr. Elle est basée sur le modèle nucléaire de « la goutte liquide » dans lequel les distances entre les nucléons sont du même ordre de grandeur que le rayon d'action des forces nucléaires. Sa principale caractéristique est d'admettre la formation d'un noyau composé par capture du projectile. La réaction A (x, y) B s'écrit :

$$X + A \rightarrow C \rightarrow B + Y.$$

Le noyau composé C est formé parce que la particule incidente X perd la plus grande partie de son énergie cinétique dans les chocs avec les premiers nucléons rencontrés et est retenue ensuite par les forces nucléaires.

L'énergie de liaison, ajoutée à l'énergie cinétique est rapidement distribuée entre tous les nucléons. La durée de vie du noyau composé hautement excité ainsi formé est grande devant le temps de passage de la particule incidente à travers le noyau. Elle est de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-14} seconde alors qu'un neutron de 0,5 MeV ayant par conséquent une vitesse de 10^{9} cm par sec, traverserait un noyau lourd (10^{-12} cm de diamètre) en 10^{-21} sec.

Deuxième étape indépendante de la première : le noyau composé se désintègre en donnant les produits de la réaction. La durée de vie correspond grossièrement au temps nécessaire pour qu'au cours des « chocs » entre nucléons excités, suffisamment d'énergie soit accidentellement concentrée sur un nucléon pour permettre son éjection. Cette deuxième phase a été étudiée théoriquement par Weisskopf [1] et est désignée généralement sous le terme « d'évaporation » de nucléons.

[1] J. M. Blatt et V. F. Weisskopf, *Theoritical Nuclear Physics*, (John Wiley, New York, 1952).

IV. — FONCTIONS D'EXCITATION

Les variations de la section efficace d'une réaction d'un type donné en fonction de l'énergie de la particule incidente, peuvent être de différentes natures. On appelle cette fonction $\sigma = f(E)$ fonction d'excitation, et son étude permet d'obtenir des renseignements sur le noyau composé.

V. — RÉACTIONS NUCLÉAIRES A MOYENNES ET HAUTES ÉNERGIES

Lorsque l'énergie des particules incidentes croît beaucoup, d'une part l'importance relative de la barrière de potentiel diminue d'autre part l'énergie d'excitation du noyau composé augmente suffisamment pour que non seulement une, mais plusieurs particules aient la possibilité d'être « évaporées ». La probabilité d'émission d'un neutron baisse au fur et à mesure que celle de l'émission de deux neutrons augmente.

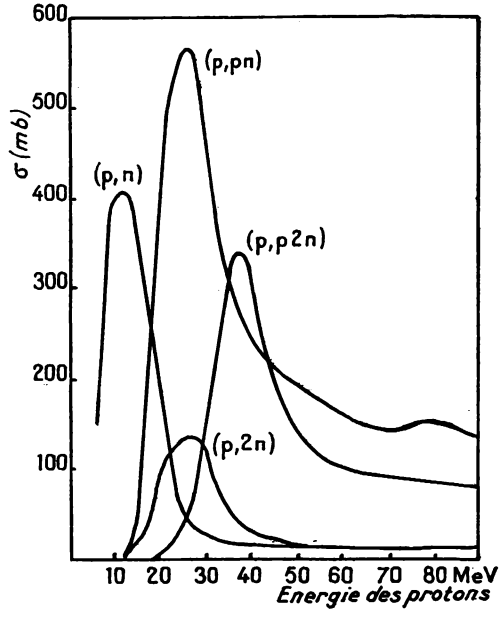


FIG. 221. — *Fonctions d'excitation pour le cuivre.*

Les fonctions d'excitation obtenues pour les réactions (p, n) $(p, 2n)$, (p, pn) $(p, p2n)$ sur le cuivre de masse 63 illustrent ces phénomènes (fig. 221).

Enfin, lorsque l'énergie dépasse 40 à 50 MeV, le mécanisme de formation de noyau composé ne permet plus d'expliquer seul les phénomènes observés.

R. Serber [1] a donné une explication des réactions observées aux grandes énergies appelées réactions de spallation. Dans ces

[1] R. SERBER, *Phys. Rev.*, **72**, 1114 (1947).

réactions plusieurs nucléons ou fragments légers de noyau sont émis par le noyau cible. Un proton ou un neutron incident d'énergie de l'ordre de 100 MeV a en effet un libre parcours moyen comparable aux dimensions du noyau. Il peut donc traverser le noyau sans aucune collision. On peut alors distinguer une première étape au cours de laquelle la particule incidente peut transférer une partie de son énergie par choc individuel avec un nucléon. Ce nucléon peut ou bien s'échapper, ou bien à son tour heurter un autre nucléon et si ce second choc a lieu au bord du noyau, deux nucléons peuvent ainsi s'échapper. Au contraire, le nucléon incident peut subir assez de chocs au centre du noyau pour que son énergie soit transférée à plusieurs nucléons et distribuée finalement à tout le noyau.

Cette première phase de chocs par interaction directe avec les nucléons individuels dure quelques 10^{-22} sec et conduit à l'éjection en moyenne de quelques nucléons. Le reste de l'énergie conduit à un noyau hautement excité qui dans une seconde phase émettra des nucléons par évaporation comme le noyau composé précédemment décrit. Enfin, pour des noyaux lourds le phénomène de fission entre en compétition avec l'évaporation.

Nous allons indiquer, à titre d'exemple, une expérience correspondant à la réaction nucléaire produite sur le cuivre par protons de 12 MeV accélérés au cyclotron, puis nous décrirons deux réactions qui peuvent être initiées par une source de neutrons de radium beryllium et l'expérience historique d'I. Curie et Savitch illustrant la fission de l'uranium.

EXPÉRIENCES XI

1. — Réaction nucléaire de proton de 12 MeV sur le cuivre ^{63}Cu (p, n) ^{63}Zn.
2. — Ralentissement des neutrons.
3. — Analyse par activation neutronique.
4. — Preuve chimique de la fission.

EXPÉRIENCE XI.1 : *Réaction nucléaire de protons de* 12 MeV *sur le cuivre* ^{63}Cu (p, n) ^{63}Zn [1].

Aux faibles énergies les réactions nucléaires ont lieu par capture de la particule incidente et formation d'un noyau composé. Ce noyau est dans un état excité et évapore un ou plusieurs nucléons selon l'énergie d'excitation du noyau composé. La détermination de la section efficace de formation de ^{63}Zn à partir de ^{63}Cu permet de connaître la probabilité de la réaction (p, n) à une énergie donnée, c'est-à-dire la probabilité d'évaporation de 1 neutron du noyau composé.

La méthode employée est la suivante : on irradie une cible mince de l'isotope de masse 63 du cuivre avec des protons de 12 MeV, on mesure l'intensité du faisceau arrivant sur la cible, on sépare chimiquement après irradiation le cuivre du zinc et l'on suit la décroissance radioactive du zinc de masse 63 formé; ^{63}Zn est un émetteur β^+ de 38,5 mn de période et l'on mesure le rayonnement β^+ de 2,36 MeV au compteur Geiger à paroi mince.

Il faut remarquer que d'autres réactions telles que ^{63}Cu (p, pn) ^{62}Cu ont lieu, bien qu'avec une section efficace plus faible, à 12 MeV, mais que la séparation du zinc et du cuivre évite toute confusion. D'autre part, on peut irradier une feuille mince de cuivre contenant les deux isotopes 63 et 65 car la section efficace de ^{65}Cu (p, pn) ^{64}Cu est encore très faible à 12 MeV.

Séparation chimique.

Après avoir irradié environ une demi-heure en faisceau interne dans le cyclotron une feuille de cuivre de $\frac{1}{100}$ de mm d'épaisseur, on procède rapidement à la séparation du zinc et du cuivre.

On dissout le cuivre dans la plus faible quantité possible d'acide nitrique dilué auquel on a ajouté 10 mg de zinc comme entraîneur et on évapore

[1] Voir J. W. MEADOWS, *J. phys. Rev.*, **91**, 885 (1953).

à sec sur bain de sable. On reprend par 4 cm³ de solution normale d'acide chlorhydrique et on précipite le cuivre par H_2S. On filtre et on fait bouillir le filtrat pour enlever l'excès d'H_2S. On amène le pH à 2,9 en ajoutant un mélange tampon ammoniaque-acide chloracétique. ZnS précipite à gros grains, on le lave avec une solution 10^{-2} normale d'acide chlorhydrique saturée d'H_2S, on le sèche à l'épiradiateur et on met le précipité sous le compteur dans une position géométrique bien définie.

Section efficace.

On pourra déterminer très approximativement la section efficace de la réaction en utilisant un compteur β préalablement étalonné, par exemple avec une source étalon de ^{24}Na de période 15 h. On connaîtra ainsi l'efficacité du compteur dans des conditions géométriques bien définies. On mesure ensuite l'activité dûe au zinc de période 38,5 mn et on calcule le nombre d'atomes de zinc formés à la fin de l'irradiation, n_0. Le flux de protons, I, étant approximativement fourni par les appareils de mesure du cyclotron, on aura $\sigma = \frac{n_0}{Ix\mathfrak{N}}$ où x est l'épaisseur du la cible et $\mathfrak{N}$ le nombre d'atomes de ^{63}Cu par cm³ (abondance de ^{63}Cu dans Cu : 69,1 %. Densité du cuivre 8,92, $6{,}06.10^{23}$ atomes de cuivre par 63,5 g) (1).

EXPÉRIENCE XI-2 : *Réactions par neutrons.*

Puisque la barrière de potentiel n'existe pas, les réactions par neutrons seront donc plus faciles que celles par particules chargées. L'expérience a montré que les neutrons thermiques, c'est-à-dire dont la distribution en énergie est celle des molécules de gaz dans l'agitation thermique aux températures ordinaires, ont une très grande probabilité de réagir avec les noyaux. La première étude a été faite en 1934 par Fermi, Amaldi, Pontecorvo, Rasetti et Segré, sur l'argent. Pour réduire l'énergie des neutrons, on leur fait subit des chocs sur des noyaux de même dimension, c'est-à-dire par exemple d'hydrogène; on utilise à cette fin des substances riches en hydrogène comme la paraffine. Par exemple 20 chocs sur des protons réduisent l'énergie de neutrons de quelques MeV à 0,04 eV. Quelque 25 cm de paraffine sont suffisants pour cela.

La surface de la section du noyau cible est petite devant la section efficace par les neutrons lents. La variable fondamentale est la longueur d'onde de Broglie associée au neutron $\left(\lambda = \frac{h}{mv}\right)$. La section ne peut dépasser λ^2 qui est de l'ordre de 10^{-16} cm², soit 10^8 barns. Par exemple σ pour ^{113}Cd est de 19 500 barns, pour ^{157}Gd 160 000 barns, et pour ^{135}Xe $3{,}5.10^6$ barns.

Nous décrirons ici deux types d'expériences avec les neutrons.

Sous sa forme actuelle l'expérience suivante a un caractère plutôt qualitatif, destiné à familiariser les étudiants avec les propriétés élémentaires des neutrons.

Sources de neutrons.

a) *Réaction* A (α, n) B : les rayons α provenant d'une source radioactive naturelle de Radium. Ce type de source (Ra — Be) possède l'avantage d'une

(1) Au lieu de la réaction ^{63}Cu (p, n), on peut étudier les réactions par deutons $^{63}Cu + {}^2H \rightarrow {}^{64}Cu + {}^1H$ et $^{63}Cu + {}^2H \rightarrow {}^{63}Zn + 2n$.

période longue (T = 1 600 ans) mais présente l'inconvénient d'une émission simultanée intense de rayonnement γ.

La réaction est la suivante :

(1) $$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{13}_{6}\mathrm{C} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}n + 5{,}75 \text{ MeV}.$$

L'efficacité de la source (Ra — Be), c'est-à-dire le rapport $\frac{Nn}{N\alpha}$ est de l'ordre de $5\ 10^{-5}$.

Les sources de polonium (Po — Be) n'ont qu'une émission γ de très faible intensité ($E_\gamma = 800$ KeV, $\frac{N\gamma}{N\alpha} \simeq 10^{-5}$). L'inconvénient de ce type de source est la période de 140 jours du polonium :

Dans l'un et l'autre cas les neutrons émis ont une distribution énergétique complexe. Les neutrons les plus énergiques ont une énergie d'environ 13 MeV, l'intensité maximum se trouvant pour des neutrons d'environ 4-5 MeV.

Cet aspect complexe de l'émission neutronique est dû à la perte d'énergie des projectiles α dans la matière de la source avant la réaction (1) et dans le cas d'une source (Ra-Be) à la multiplicité des rayonnements α et γ émis par le radium et ses dérivés.

Les rendements moyens sont :

pour 1 curie Ra-Be	17.10^6 neutrons/sec
pour 1 curie Po-Be	3.10^6 neutrons/sec.

b) *Réaction* A (γ, *n*) B : les rayons γ pouvant donner lieu à cette réaction doivent avoir une énergie supérieure à 1,63 MeV si la cible est $^{9}_{4}\mathrm{Be}$.

(2) $$^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be} + ^{1}_{0}n.$$

On peut donc utiliser le rayonnement γ provenant d'une source de radium ou de nuclide produit dans les piles (^{24}Na, ^{124}Sb), la période est généralement courte, par contre ces sources présentent l'avantage de produire des neutrons monocinétiques : $E_n = 8/9$ ($E_\gamma = 1{,}63$ MeV).

c) *Réactions par particules accélérées* : on utilise généralement des deutons et les réactions :

(3) $$\left.\begin{array}{l} ^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be} + ^{1}_{0}n \\ ^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{10}_{5}\mathrm{B} + ^{1}_{0}n \end{array}\right\}$$

Interaction des neutrons avec la matière.

Contrairement aux particules chargées les neutrons n'interagissent pas essentiellement avec le cortège électronique de l'atome mais avec les noyaux. Supposons un flux Φ de neutrons, et interposons une substance d'épreuve *dx*, le flux de neutrons subit un affaiblissement :

$$d\Phi = -\Phi\ \mathfrak{N}\sigma_t dx$$

$\mathfrak{N}$ est le nombre de noyaux par cm³ de la substance utilisée.

σ_t est appelée *section efficace totale* du matériel utilisé, d'où : $\Phi = \Phi_0 e^{-\mathfrak{N}\sigma t x}$

En fait on peut distinguer une fraction simplement diffusée et une fraction capturée et définir des sections efficaces correspondantes :

$$\sigma_t = \sigma_d + \sigma_c.$$

L'étude des sections efficaces en fonction de l'énergie des neutrons montre en général 3 régions :

1° Pour de énergies < 1 eV une forme en $\frac{1}{v}$ (v = vitesse du neutron).

2° Pour des énergies comprises entre $\gg 1$ eV et une centaine d'eV, une suite de résonances plus ou moins prononcées.

3° Pour $E_\lambda \gtrsim 100$ eV une lente décroissance en fonction de l'énergie.

Expérience.

On étudie la distribution des neutrons autour de la source, en fonction de la distance à celle-ci, par mesure de l'activité induite dans des feuilles d'Ag (1).

En l'absence de ralentisseur (H_2O) l'activation de feuilles d'Ag est négligeable même au voisinage de la source. Les maxima des sections efficaces d'absorption de l'Ag correspondant en effet à des neutrons dont l'énergie est seulement de quelques eV. Ces derniers ont une intensité relativement faible par rapport à l'intensité totale de la source.

En présence d'eau, le ralentissement des neutrons rapides, dû essentiellement à la diffusion sur les atomes d'hydrogène, augmente la densité de

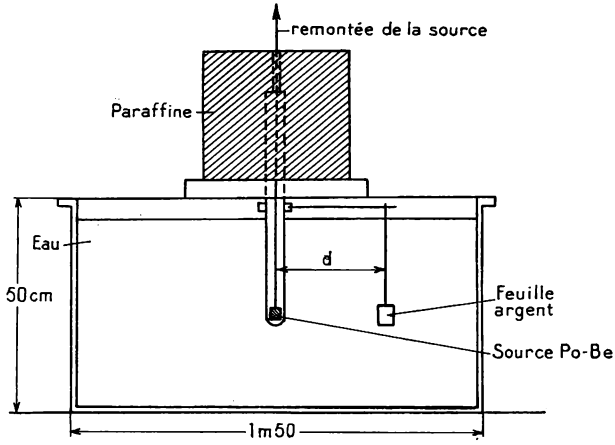


FIG. 222. — *Cuve pour expériences avec neutrons.*

neutrons d'énergie faible autour de la source et les activités obtenues sont beaucoup plus importantes. Puis lorsqu'on s'écarte de la source la densité de neutrons diminue.

a) Par effet d'angle solide,

b) par diminution de la densité de neutrons rapides susceptibles d'être ralentis,

c) par absorption des neutrons lents dans l'eau.

On étudiera séparément la distribution des neutrons d'énergie $\lesssim 0{,}3$ eV et celle des neutrons de la zone de résonance en mesurant l'activation des feuilles d'Ag dans un sandwich de feuilles de Cd ou sans Cd. Connaissant

(1) Voir expérience IV-1 : Mesure de période.

les sections efficaces on calculera l'affaiblissement du flux de neutrons (pour des énergies de 0,18 eV et 0,5 eV par des feuilles de Cd de 1 m/m).

Expérience XI.3 : *Analyse par activation neutronique*

Source de neutrons.

On peut utiliser facilement dans les laboratoires des sources de polonium-beryllium. La réaction $^{9}Be\ (\alpha, n)^{12}C$ produit des neutrons d'énergie allant jusqu'à 11 MeV, et 80 neutrons par 10^6 désintégrations. Par exemple 1 curie de polonium produira $\frac{3{,}7 \cdot 10^{10}}{10^6} \times 80$, soit environ 3.10^6 neutrons par seconde. Ces sources contenant polonium et beryllium intimement mêlés peuvent être obtenues actuellement en Angleterre. La source de radium beryllium qui est au Laboratoire Curie produit dans l'angle 4π un flux de

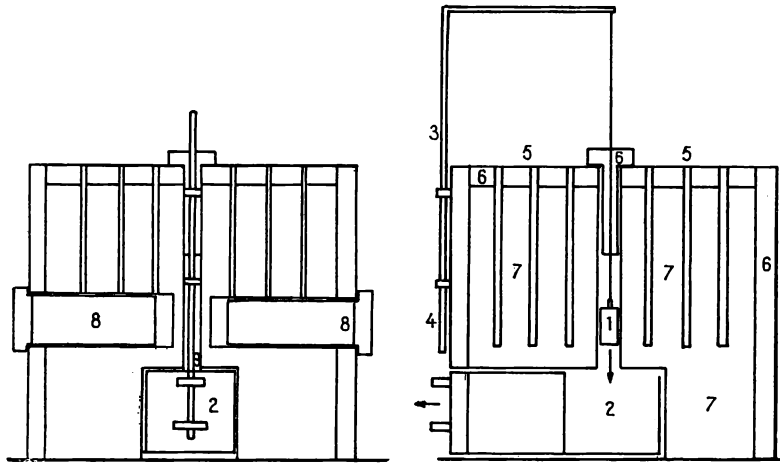


Fig. 223. — *Source de Beryllium* (face et côté).

1. Source mobile Ra-Be.
2. Tiroir pour irradiations solutions.
3. Potence mobile pour descendre la source.
4. Système de verrouillage du tiroir (source descendue).
5. Canaux d'irradiations pour petits échantillons.
6. Plomb.
7. Paraffine.
8. Canaux pour gros volume.
9. Position de verrouillage du tiroir.

10^7 neutrons/sec. Elle est enfermée dans une enveloppe de plomb remplie de paraffine. Des gaines de plexiglass coulissent dans la paraffine pour placer des échantillons à des distances plus ou moins grandes de la source. D'autre part on peut descendre à distance cette source dans un récipient contenant un liquide à irradier. La source de neutrons étant alors au centre du récipient, l'irradiation se fait presque dans un angle de 4π (fig. 223).

Analyse chimique par activation.

Lorsque la réaction nucléaire induite par les neutrons conduit à un isotope radioactif, on peut ensuite détecter celui-ci même dilué en très faible concentration dans un solide, un liquide ou un matériel quelconque.

L'avantage des neutrons pour ce genre de réactions est que leur absorption est relativement faible dans le milieu tandis que les particules chargées sont arrêtées par de très minces épaisseurs, surtout lorsque le nombre atomique croît. C'est tout le contraire pour les neutrons de sorte que l'on peut « activer » des noyaux très loin de la surface d'irradiation.

En général les réactions induites sont des captures radiatives (n, γ) conduisant à un seul produit. Enfin, il n'y a pas à refroidir les cibles comme c'est le cas dans les cyclotrons accélérateurs de particules chargées. Les tables donnant les sections efficaces de captures radiatives pour presque tous les isotopes sont bien établies.

Dans les réacteurs nucléaires donnant des flux thermiques allant jusqu'à 10^{13} neutrons/cm^2/sec, on arrive maintenant à détecter qualitativement de très nombreuses impuretés en concentration inférieure à 1 partie par million, et pour des poids en éléments de 10^{-16} à 10^{-14} g.

Détermination du manganèse dans l'hydroxyde d'aluminium.

La composition isotopique du manganèse correspond à la seule masse 55. Ce noyau capte les neutrons thermiques avec une section efficace de 13,4 barns. Il produit ^{56}Mn qui est un émetteur β^- de 2,59 h de période. Comme les neutrons ne créent aucun élément radioactif dans Al, O et H, on peut donc détecter immédiatement après irradiation aux neutrons les traces de manganèse dans l'hydroxyde d'aluminium. Cependant l'aluminium est souvent accompagné de sodium et de cuivre qui par capture radiative des neutrons conduisent au ^{24}Na de 15 h 8 et au ^{64}Cu de 12 h 8, ce qui peut gêner la détection de ^{56}Mn. On fait donc la séparation du manganèse en ajoutant un entraîneur sous forme de sulfate ou de chlorure manganeux. On dissout l'alumine dans la soude en solution 4 N et on ajoute une solution $\frac{M}{10}$ en eau oxygénée. Le manganèse est entièrement précipité sous forme de MnO_2 que l'on filtre avec soin. MnO_2 est ensuite lavé à l'eau et séché et on mesure l'activité β^- en vérifiant la période de 2 h 59. On remontera au nombre de désintégrations comptées par minute au moment de la fin de l'irradiation N_0.

Étalonnage avec un mélange de proportions connues.

On irradie avec un flux rigoureusement identique en neutrons deux échantillons. L'un comporte 10 g d'alumine, l'autre 10 g de la même alumine auxquels on a intentionnellement ajouté 200 mg de manganèse sous forme de chlorure manganeux. On mesure l'activité des deux échantillons. Le premier comporte x mg de manganèse proportionnels au nombre de coups comptés N_1, le second $x + y$ proportionnel à N_2, y étant égal à 200 mg. On en déduit aisément :

$$\frac{y}{x} = \frac{N_2 - N_1}{N_1}, \qquad x = y \frac{N_1}{N_2 - N_1}.$$

On fera la détermination du manganèse en recommençant cette opération avec plusieurs poids d'alumine et de manganèse.

EXPÉRIENCE XI.4 : *Preuve chimique de la fission.*

Un type particulier de réactions nucléaires est celui qui consiste

en la séparation des noyaux lourds en deux nouveaux noyaux. On appelle fission cette réaction qui peut avoir lieu spontanément (la période partielle de fission est de l'ordre de 10^{18} ans pour ^{232}Th et de 10^{4} ans pour ^{248}Cf), mais aussi sous l'influence de neutrons lents ou de particules rapides. La fission par neutrons thermiques des ^{232}U, ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Am et ^{242}Am, a une grande section efficace. Elle est accompagnée de l'émission de quelques neutrons par évènement. La fission à basse énergie en deux morceaux égaux est loin d'être la plus probable. Les rendements maxima se trouvent aux alentours de A = 95 et A = 138. La figure 224 montre la

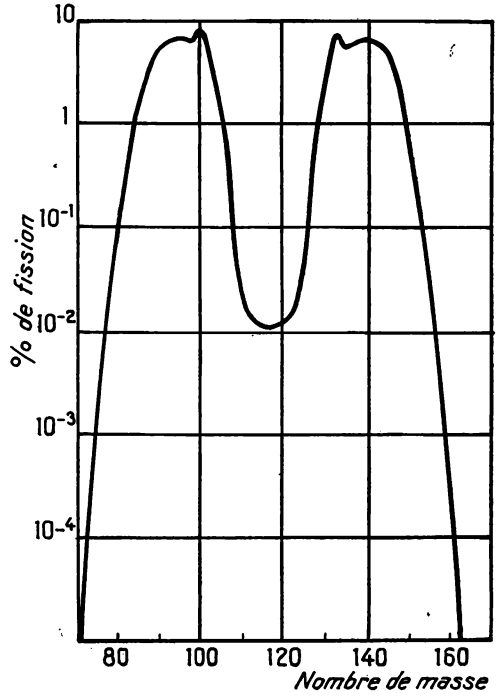


FIG. 224. — *Rendements de fission.*

distribution des rendements des produits de fission en fonction de la masse pour ^{235}U.

Lorsqu'on bombarde par des particules d'énergies plus élevées, cette courbe asymétrique se tranforme et devient une courbe à une seule bosse pour des énergies supérieures à 40 MeV. L'isolement des chaînes de produits de fission a nécessité un travail radiochimique considérable. On rapporte ici la première expérience qui a conduit à la découverte de la fission, expérience dont l'intérêt historique est

considérable, mais aussi qui est un exemple lumineux des méthodes employées dans ce domaine.

Formation de lanthane à partir de l'uranium bombardé par un flux de neutrons lents.

En 1937 et 1938 Mme Irène Joliot-Curie et P. Savitch soumirent aux neutrons d'une source de polonium-beryllium un échantillon d'uranium et recherchèrent la formation de radioéléments émetteurs β^- dont les propriétés auraient dû correspondre aux transuraniens si la réaction nucléaire

$$^{238}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{239}_{92}U$$

suivie de

$${}^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}X? \quad \text{avait eu lieu.}$$

Mais ils montrèrent que parmi les corps radioactifs formés, l'un d'eux, de période 3,5 h, ne pouvait être assimilé chimiquement ni à l'uranium, ni au groupe platine-osmium-irridium. Par contre, ses propriétés chimiques sont très voisines de celles de l'actinium et surtout du lanthane. Ils montrèrent ensuite que l'élément de période 3 h 5 n'était pas de l'actinium. Quelques temps après, Hahn et Strassmann, informés de ces résultats, reprenaient les expériences et trouvaient par bombardement de l'uranium un autre produit, alcalino-terreux comme le radium, mais qu'ils identifièrent comme étant un baryum. Ils formulèrent alors l'hypothèse de la fission qui expliquait la formation de noyaux plus légers comme le lanthane de masse 141 et les baryum de masses 139, 140 et 141. On pourra reproduire l'expérience suivante au cours de laquelle I. Joliot-Curie et P. Savitch montrèrent que le produit radioactif n'est pas un homologue du platine et a des propriétés voisines de celles du lanthane (1).

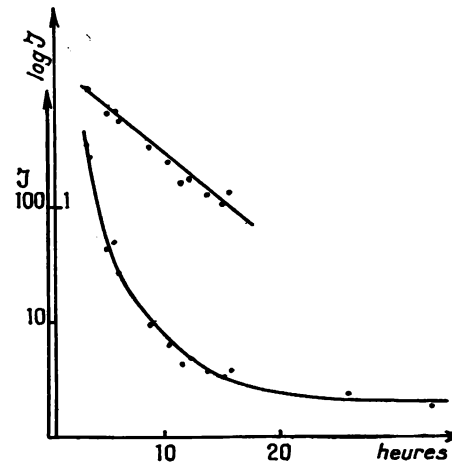


FIG. 225. — *Mesure de la période de 3,5 h du lanthane produit de fission de l'uranium.*

De l'hydrate d'uranium est soumis à un flux de neutrons lents d'environ 10^6 neutrons par seconde pendant quelques heures. On dissout ensuite dans l'acide sulfurique et on ajoute deux entraîneurs, du platine et du lanthane sous forme de chlorures, on neutralise l'acide par la potasse et on ajoute quelques cristaux de sulfate de potassium. Le lanthane précipite tandis que le platine et tous ses homologues restent en solution. On filtre le précipité de sulfate double de lanthane et de potassium et on le mesure au compteur β^-. On trouve très nettement la période de 3 h 5. On vérifie que le filtrat ne contient pas l'émetteur β^- de 3 h 5. On peut donc déduire que cet élément, produit par les neutrons lents sur l'uranium, coprécipite avec le lanthane.

(1) I. CURIE et P. SAVITCH, *J. physique*, 1938, **9**, 355.

CHAPITRE XII

PHÉNOMÈNES CHIMIQUES ASSOCIÉS AUX RÉACTIONS NUCLÉAIRES

Les énergies mises en jeu dans les réactions nucléaires correspondent au moins à 0,1 MeV par événement. Il est intéressant de comparer cette valeur aux énergies de quelques dizaines à quelques centaines de kilocalories par molécule gramme, auxquelles les chimistes sont habitués. 10^5 eV correspondent à 2,3 10^9 calories par mole. Cependant les particules ou les rayonnements électromagnétiques émis emportent sous forme cinétique une grande partie de cette énergie et la part qui nous intéresse est celle qui est laissée selon le principe de conservation de la quantité de mouvement, au noyau résiduel.

I. — ÉNERGIES DE RECUL DES ATOMES FORMÉS DANS LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES

a) ÉMISSION GAMMA

Si un rayon γ d'énergie $h\nu$ est émis, on peut écrire que la quantité de mouvement $\frac{h\nu}{c}$ de ce photon est égale à celle de l'atome de masse M qui l'a émis. On en déduit donc :

$$E_M = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{(h\nu/c)^2}{2M}$$

où v est la vitesse du noyau de recul d'énergie E_M.

En exprimant $E_\gamma = h\nu$ en MeV et M en unités de masse :

$$E_M = \frac{E_\gamma^2}{M} \cdot \frac{(1{,}602 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 6{,}242 \cdot 10^{11}}{2\,(2{,}997 \cdot 10^{10})^2\,(1{,}660 \cdot 10^{-24})} \text{ eV}$$

$$E_M = \frac{E_\gamma^2}{M} 536 \text{ eV}.$$

b) ÉMISSION ALPHA

Si la particule α de masse m est émise avec la vitesse v_α

$$Mv_M = mv_\alpha$$

$$\frac{1}{2} Mv_M^2 = \frac{m^2 v_\alpha^2}{2M} \qquad \text{et} \qquad \boxed{E_M = \frac{m}{M} E_\alpha.}$$

c) ÉMISSION ÉLECTRONIQUE

Un électron de masse au repos m_0 et de vitesse v a une énergie cinétique :

$$E_e = m_0 c \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} - 1 \right) = (m - m_0)\, c^2$$

en employant la formule relativiste pour la masse de l'électron en mouvement :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}.$$

L'énergie totale de l'électron en mouvement est égale à

$$W = m_0 c^2 + E_e = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$$

et la quantité de mouvement $p_e = mv = \dfrac{Wv}{c^2}$. On déduit

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{p_e^2 c^2}{W^2} \qquad \text{et} \qquad W^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

puisque $W^2 = (m_0 c^2 + E_e)^2$ on obtient la quantité de mouvement de l'électron en écrivant :

$$(E_e + m_0 c^2)^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

d'où

$$p_e^2 = \left(\frac{E_e^2 + 2E_e m_0 c^2}{c^2} \right) = p_M^2.$$

Comme l'énergie du noyau de recul est $E_M = p_M^2 / 2M$

$$E_M = \frac{E_e^2 + 2E_e m_0 c^2}{2Mc^2} = \frac{E_e^2}{2Mc^2} + \frac{E_e m_0}{M}.$$

En exprimant E_e en MeV et M en unités de masse, l'énergie de recul est :

$$E_M = \frac{536\,E^2}{M} e - \frac{541\,E}{M} e \text{ eV.}$$

Pour la décroissance β, cette formule n'est rigoureuse que pour l'énergie maximum du spectre, car on a négligé l'énergie de recul due au neutrino.

II. — COMPORTEMENT DE L'ATOME DE RECUL

Les liaisons qui unissaient aux autres atomes de la molécule un atome dans lequel le noyau vient de subir une désintégration radioactive sont rompues si certaines conditions sont remplies. En effet, il faut non seulement que l'énergie de recul soit supérieure aux énergies de liaison, mais encore que ce soit la composante dans la direction de la liaison qui soit supérieure à l'énergie de liaison.

D'autre part, l'atome de recul perd son énergie cinétique au cours d'une succession de chocs sur les molécules environnantes. Si ces molécules sont de même masse, la perte d'énergie est grande et l'atome ne peut s'échapper au delà d'une ou deux molécules. Il reste alors dans une espèce de « cage », à proximité des autres fragments de molécule formés au moment de l'arrachement. Il peut y avoir alors recombinaison, au cours de laquelle soit la molécule initiale, soit une molécule très semblable est formée. On dit qu'il y a *rétention.*

Au contraire, si les atomes de recul perdent leur énergie cinétique dans un solvant plus léger qu'eux et peuvent parcourir un trajet important depuis leur point de départ, ils échapperont à la recombinaison et resteront sous forme d'atomes libres ou d'ions simples très différents de la forme chimique de la molécule de départ. On pourra les séparer facilement des isotopes ne s'étant pas désintégrés.

III. — EFFET SZILARD-CHALMERS

Ce phénomène de recul des atomes avec des conséquences chimiques a été découvert en 1934 par Szilard et Chalmers, plus particulièrement sur les noyaux de recul émetteurs gamma produits par réaction nucléaire par neutrons. On sait que la capture radiative d'un neutron est un phénomène très général. Le noyau formé est alors excité et se désexcite par émission γ. Lorsque le produit de cette désexcitation est radioactif émetteur β^- par exemple, on peut suivre les atomes qui ont subi la réaction nucléaire initiale. Du point de vue pratique, on peut ainsi « enrichir » un mélange en isotopes radioactifs en extrayant, par une manipulation chimique, les atomes de recul émetteurs β de l'ensemble de la solution ou du matériel irradié.

EXPÉRIENCES XII

1. — Effet Szilard-Chalmers.
2. — Séparation des états isomériques du Brome par recul d'atome chauds.
3. — Recul par émission α.

EXPÉRIENCE XII.1 : *Effet Szilard-Chalmers sur l'iodure d'éthyle.*

Dans le cas de l'iodure d'éthyle, la réaction (n, γ) sur l'iode conduit au recul de l'atome d'iode qui se sépare de la molécule d'iodure d'éthyle et est soluble dans l'eau sous forme d'ion. Certains des atomes d'iode, « retenus », se sont recombinés en donnant IC_2H_5 ou $I_2C_2H_4$. La radioactivité correspondante, restée dans la phase organique permet de mesurer la rétention.

Du point de vue nucléaire la réaction est la suivante :

$$^{127}_{53}I + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{128}_{53}I^* + \gamma.$$

L'iode 128 est lui-même émetteur β^-

$$^{128}_{53}I \rightarrow ^{128}_{54}Xe + \beta^-.$$

Par suite de l'émission γ, on obtient globalement :

$$^{128}I^* - C_2H_5 \rightarrow {}^{128}I^{*-} + (\underbrace{IC_2H_5 + I_2C_2H_4}_{\text{rétention}} + \ldots) + \gamma.$$

Il faut remarquer que l'enrichissement en iode radioactif dans la phase aqueuse sous forme de I^- n'est possible que s'il n'y a pas d'échange entre l'iodure minéral I^- et l'iodure organique $I - C_2H_5$. C'est le cas à la température ordinaire, mais nous verrons qu'à 70 °C, l'échange est rapide et l'iode radioactif se répartit entre les deux phases rapidement. L'effet Szilard est alors complètement masqué.

Mode opératoire.

300 cm³ d'iodure d'éthyle purifié sont soumis pendant quelques heures à un flux de neutrons provenant d'une source de 600 millicuries de radium-beryllium. L'irradiation a lieu dans un récipient spécial revêtu de paraffine (fig. 226). On notera avec précision l'heure de la fin de l'irradiation et on introduira les 300 cm³ d'iodure d'éthyle irradiés dans une ampoule à décanter de 500 cm³.

Préparation de l'étalon.

Prélever 2 cm³ de la phase organique, l'introduire dans un erlenmeyer de 25 cm³, ajouter 2 cm³ d'une solution alcoolique de nitrate d'argent saturée à froid (utiliser une pipette, agiter cette solution avant l'emploi). Agiter vigoureusement. L'iodure d'argent précipite : le filtrer sur un büchner, le laver avec 5 cm³ d'eau distillée puis avec 5 cm³ d'alcool. Placer le papier portant le précipité, dans une boîte de petri puis le faire sécher dans l'étuve.

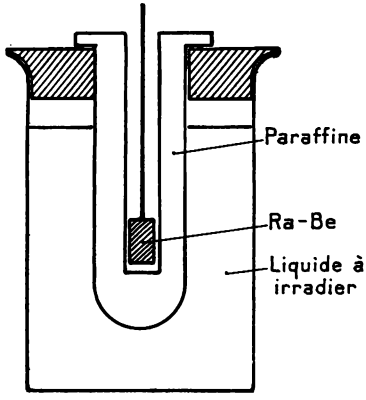


FIG. 226. — *Dispositif d'irradiation pour effet Szilard.*

Ce précipité d'iodure d'argent constitue l'*étalon* (activité totale produite par l'irradiation de 2 cm³ d'iodure organique). Faire la mesure sur 50 mg de précipité.

Extraction de la fraction de radioiode soluble dans l'eau.

A l'iodure organique contenu dans l'ampoule à décanter, ajouter 10 cm³ d'une solution aqueuse d'iodure de sodium (185 mg/10 cm³). Fermer l'ampoule puis agiter vigoureusement afin d'émulsionner les deux phases. Après quelques secondes d'agitation, pencher l'ampoule sur le bouchon puis ouvrir avec précaution de robinet afin d'éviter les surpressions. Agiter à nouveau 1 mn. Placer l'ampoule sur son support et attendre la séparation des deux phases (la phase aqueuse étant plus légère constitue la couche supérieure).

Recueillir la phase aqueuse par décantation dans un erlenmeyer de 55 cm³. Laver une seconde fois l'iodure organique par 10 cm³ de la solution d'iodure de sodium, décanter, mélanger les deux phases aqueuses.

TRAITEMENT DE LA PHASE AQUEUSE. — Afin d'éliminer les traces organiques contenues dans la phase aqueuse, celle-ci est lavée par du tétrachlorure de carbone. Pour cela introduire la phase aqueuse dans l'ampoule à décanter de 60 cm³, ajouter 10 cm³ de CCl_4, agiter 30 sec. Séparer par décantation recueillir la phase aqueuse dans un erlenmeyer de 50 cm³. Ajouter 0,5 cm³ de NO_3H concentré puis 3 cm³ d'une solution aqueuse à 10 % de NO_3Ag. Agiter, filtrer sur buchner, laver avec 5 cm³ d'eau puis à l'alcool. Faire sécher le précipité d'iodure d'argent comme il est indiqué précédemment. C'est sur ce précipité qu'est concentrée l'activité sous forme minérale.

Séparation du radioiode retenu sous forme d'iodure organique (rétention).

Laver la phase organique contenue dans l'ampoule à décanter de 500 cm³ 2 fois par 20 cm³ d'eau distillée (ceci ayant pour but de chasser les dernières traces d'iodure de sodium. Prélever à l'aide d'une pipette 2 cm³ de la phase organique, la placer dans un erlenmeyer de 25 cm³ puis opérer comme il est décrit dans le paragraphe 2 (NO_3Ag alcoolique).

Le précipité obtenu dans ce cas représente l'activité que l'on n'a pu extraire.

Peser 50 mg de chacun des précipités secs sur des porteurs en plexiglass appropriés.

Mesures.

Effectuer des mesures de 3 mn sur ces précipités et prendre soin de noter l'heure à laquelle elles sont faites.

a) Calculer, l'énergie du photon étant de 4,8 MeV, l'énergie de recul de l'atome d'iode 128.

b) Calculer l'activité spécifique des différentes fractions rapportée à la fin de l'irradiation.

c) Calculer le rendement en pourcentage d'activité de l'extraction du radioiode; on mesure en effet la rétention en pourcentage de l'activité spécifique restée dans la phase organique. Si R est la rétention le rendement est 100 — R.

d) Calculer le facteur d'enrichissement de l'iode, après extraction, dans l'iodure minéral, sachant que 1 cm³ d'iodure d'éthyle pèse 1,93 g et contient 1,55 g d'iode, tandis que la solution d'iodure de sodium à 185 mg/10 cm³ contient 1,57 g d'iode par cm³. Le facteur d'enrichissement est défini comme étant le rapport de l'*activité spécifique* de la fraction enrichie sur l'activité spécifique du produit de départ.

EXPÉRIENCE XII.2 : *Séparation des états isomériques du brome* 80 *par recul d'atomes chauds* (1).

Par le même processus de recul que celui décrit précédemment, le brome contenu dans le bromobenzène irradié aux neutrons quitte la molécule organique et peut être recueilli en solution aqueuse sous forme de bromure de sodium. Comme le brome formé est un émetteur β^- on peut ainsi préparer des solutions d'activité spécifique élevée.

Mais ce n'est pas le seul intérêt de ces phénomènes chimiques accompagnant les réactions nucléaires puisque dans le cas de ^{80}Br comme d'ailleurs dans celui du tellure de masse 129, on peut séparer deux états isomériques (même masse et même nombre atomique).

La réaction (n, γ) sur $^{79}_{35}Br$ conduit à $^{80}_{35}Br^m$ qui est un état excité à vie longue du noyau $^{80}_{35}Br$.

Ce nuclide se transforme ensuite par émission γ en $^{80}_{35}Br$ (f), isomère à l'état fondamental.

$^{80}_{35}Br$ (f) est un émetteur β^- et donne à son tour le krypton. On peut résumer la filiation.

$$^{79}Br \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{80}Br^m \xrightarrow{\gamma} {}^{80}Br_{(f)} \xrightarrow{\beta^-} {}^{80}Kr.$$

A partir du bromobenzène, le recul dû à la réaction $n\gamma$ libère des atomes de brome radioactifs dont certains se trouvent à un niveau nucléaire excité, d'autres à l'état fondamental. On peut extraire ceux de ces atomes qui ne se recombinent pas avec des fragments de molécule organiques. Dans la phase organique (rétention), il reste donc des noyaux de brome excité. Au cours du temps ceux-ci se transforment en ^{80}Br fondamental en émettant un rayonnement γ. Bien que le recul de rayon γ ne corresponde qu'à 2.10^{-3} eV, il y a rupture de la liaison du brome au noyau benzénique à la suite de l'interaction

(1) Expérience due à SEGRÉ, HALFORD et SEABORG, *Phys. Rev.* **55**, 321 (1939).

entre le rayon γ et le cortège électronique (surtout la couche K). Les électrons de valence viennent remplacer des positions laissées vacantes sur cette couche et cela peut entraîner la rupture de la liaison après formation d'un état atomique excité. Au bout d'un certain temps on extraire à nouveau des atomes de brome produits par cet effet analogue à l'effet Szilard et la proportion des nuclides de ^{80}Br à l'état fondamental sera plus grande qu'à la première séparation.

On peut donc schématiser ainsi le processus :

1) *Szilard :*

$$^{79}BrC_6H_5 \xrightarrow{n,\gamma} {}^{80}Br_f + {}^{80}Br^m + C_6H_5;$$

2) *Rétention :*

$$C_6H_5 + {}^{80}Br^m_f \rightarrow C_6H_5{}^{80}Br + {}^{80}Br_f \text{ libre} \rightarrow Ag\,Br \xrightarrow{\beta^-},$$
$$C_6H_5 + {}^{80}Br^m \rightarrow C_6H_5{}^{80}Br^m + {}^{80}Br^m \text{ libre} \rightarrow Ag\,Br^m \xrightarrow{\gamma};$$

3) *Recul désexcitation :*

$$^{80}Br^mC_6H_5 \xrightarrow{\gamma} {}^{80}Br_f + C_6H_5;$$

4) *Seconde rétention :*

$$C_6H_5 + {}^{80}Br_f \rightarrow C_6H_5{}^{80}Br_f + {}^{80}Br_f \rightarrow Ag\,Br_f \xrightarrow{\beta^-}.$$

Manipulation.

Du bromobenzène a été irradié à la source de radium beryllium de 600 mc, dans un récipient spécial pour l'irradiation des liquides.

On prélève 100 cm³ de bromobenzène que l'on verse dans une éprouvette graduée et on les introduit dans une ampoule à décanter.

a) Extraction de la fraction soluble dans l'eau ($^{80}Br^-$) *provenant de l'effet de recul de la réaction n* γ. — Ajouter dans l'ampoule 25 cm³ d'une solution aqueuse de bromure de potassium de 11,9 g de bromure pour 1 litre d'eau. Agiter vigoureusement, décanter, recueillir la phase aqueuse *supérieure* dans un erlenmeyer de 100 cm³.

Répéter l'extraction de la phase organique deux fois avec 25 cm³ de solution de bromure. Mélanger les 3 fractions aqueuses. Noter l'heure de la dernière extraction.

Précipiter totalement le bromure minéral par addition d'une solution aqueuse à 15 % de $AgNO_3$. Filtrer sur büchner. Si le précipité passe à travers le filtre, recommencer la filtration jusqu'à l'obtention d'un filtrat limpide. Laver avec quelques cm³ d'eau puis d'alcool.

Placer sur un verre de montre le papier filtre, sécher, *et mesurer l'activité le plus rapidement possible.*

1. On tracera la courbe de décroissance en fonction du temps et on essaiera de déterminer les périodes des deux états isomériques de ^{80}Br.

2. On calculera l'activité totale ramenée à la fin de l'extraction et la proportion des deux isomères.

b) Extraction de la nouvelle fraction soluble dans l'eau ($^{80}Br_f^-$) *provenant de l'effet de recul de la transition isomérique* ($^{80}Br^m \gamma \rightarrow {}^{80}Br_f$) *du* $^{80}Br^m$ *engagé sous forme organique (rétention).* — Une heure après la séparation de la phase organique au cours de la série d'extractions précédentes, on fera une nouvelle manipulation conduite comme la précédente. On lavera soigneusement

l'ampoule à décanter entre les deux. On fera ensuite 3 lavages avec 25 cm^3 de la solution de KBr, la précipitation totale du bromure minéral AgBr, lavage à l'eau, puis à l'alcool du précipité, séchage et mesure de l'activité de tout le précipité.

Tracer la nouvelle courbe de décroissance et déterminer la période de $^{80}Br_f$.

Calculer l'activité totale ramenée à la fin de l'extraction. Comparer la proportion des deux isomères dans cette deuxième extraction à celle de la première extraction.

NOTA. — L'isotope 81 du brome conduit par réaction (n, γ) au ^{82}Br, émetteur β^- comme ^{80}Br, mais dont la période est beaucoup plus longue, 35.9 h, que celles des deux isomères de l'isotope 80. L'irradiation aux neutrons du bromobenzène ayant duré relativement peu de temps, on pourra négliger dans cette manipulation la contribution de ^{82}Br à l'activité β mesurée.

EXPÉRIENCE XII.3 : *Recul par émission α.*

Le recul a été utilisé également pour séparer des émetteurs naturels ou artificiels.

Si l'on reprend la formule $E_M = \frac{m}{M} E_\alpha$, on voit que pour des rayons à de 5 MeV et $M = 200$, E_M est d'environ 100 KeV et que le parcours du noyau de recul peut être de 0,1 à 0,2 mm dans l'air et de quelques centaines de diamètres atomiques dans un solide. Cette projection des atomes radioactifs a été observé dès 1910 par P. Curie, Wertenstein et Debierne, pour la désintégration du radium A en radium B. Cette méthode est encore employée actuellement pour l'étude des réactions nucléaires conduisant à des émetteurs α.

L'expérience sera faite avec les thorium C et thorium C′ et C″. On connaît la filiation du dépôt actif du thoron.

On prépare des sources de Th C (^{212}Bi) en exposant une lame de platine au thoron dégagé d'une source de radiothorium. Cette lame, placée à un potentiel négatif d'environ 300 volts recueille les atomes de recul du thoron chargés positivement et la période très courte de Th A conduit rapidement à Th B. Le Th C s'accumule alors et la décroissance se fait avec la période de Th B (10^h 6). Cette lame sur laquelle est déposé le mélange à l'équilibre de Th B et Th C est placée dans une chambre d'ionisation à collection électronique. On mesure alors la quantité de Th C présent d'après le nombre de rayons α émis et on repèrera les énergies α de Th C (6,09 MeV) et de Th C′ (8,78 MeV) avec un sélecteur d'amplitude (voir détails expérimentaux au chap. II, expérience p. 86).

Un dispositif permet alors de placer dans la chambre même une seconde lame de platine à 0,1 mm de la source de Th C. On laissera cette lame dans la chambre pendant environ 5 mn.

On vérifiera alors :

1) qu'aucun dépôt émetteur α n'est présent sur la seconde lame,

2) que par contre un corps émetteur β^- a été projeté par recul sur cette lame et que sa période est de 3,1 mn.

La seconde mesure se fera le plus rapidement possible avec un compteur β du type compteur cloche.

TABLEAU INDIQUANT QUELQUES EXEMPLES D'EFFET SZILARD ET D'ENRICHISSEMENT EN RADIOISOTOPE

Elément	*Réaction nucléaire*	*Forme chimique de départ*	*Facteur d'enrichissement possible*	*Références*
Antimoine 122, 124 2,8 j, 60 j	^{121}Sb (n, γ) ^{122}Sb ^{123}Sb (n, γ) ^{124}Sb	SbF_5	1 000	R. WILLIAMS, *J. phys. chem.*, **52** 603 (1948)
Arsenic 76 (26,8 h)	^{75}As (n, γ) ^{76}As	AsH_3	19 000	FAY et PANETH, *J. chem. Soc.*, 384 (1936)
		$(CH_3)_2AsOONa$	30 000	SÜE, *J. chim. phys.*, **40**, 17, (1943)
Brome 4,4 h	^{79}Br $(n, \gamma)^{80m}$ Br	C_2H_5Br	10^6	ERBACHER et PHILLIPS, *Ber.*, **69**, 893 (1936)
Chlore 38 (38 mn)	^{37}Cl (n, γ) ^{38}Cl	$C_2H_4Cl_2$	10^6	—
34 (33 mn)	^{34}S (p, n) ^{34}Cl	Na_2SO_4	100	MEIER et GARNER, *J, chim. phys.*, **17**, 1344, (1949)
Cuivre 64 (12,8 h)	^{63}Cu (n, γ) ^{64}Cu	Salicylaldéhyde de cuivre dans pyridine	370	DUFFIELD et CALVIN, *JACS*, **68**, 1129, (1946)
Fer 59 (47 j)	^{58}Fe (n, γ) ^{59}Fe	$H_4Fe(CN)_4$	10^3	KENNY et MATON, *Nature*, **162**, 567, (1948)

Iode 128 (25 mn)	^{127}I (n, γ) ^{128}I	C_2H_5I	10^8	ERBACHER et PHILLIPS, *Ber*, **69**, 893,(1936)
Manganèse 56 (2,6 h)	^{55}Mn (n, γ) ^{56}Mn	$KMnO_4$		LIBBY, *Jacs*, **62**, 1930, (1940)
Nickel 65 (2,6 h)	^{64}Ni (n, γ) ^{65}Ni	Ni diméthylglyoxime	10	JOHNSON et HALL, *Jacs*, **70**, 2344 (1948)
Or 198 (2,7 j)	^{197}Au (n, γ) ^{198}Au	$AuCl_3$ et or colloïdal	10	MAGER, *chem. Listy*, **33**, 130 (1939)
Phosphore P. 32	^{32}S (n, p) ^{32}P ^{35}Cl $(n.\alpha)$ ^{32}P	K_2SO_4 NaC_4		ATEN, *phys. Rev.*, **71**, 641, (1947)
(14,3 j)	^{31}P (n, γ) ^{32}P	$(C_6H_5)_3PO_4$ dans benzène	10^7	ERBACHER et PHILLIPS, *Z. phys. chem.*, A, 179, 263 (1937)
Sélénium ^{83}Se (25 mn)	^{82}Se (n, γ) ^{83}Se	$Se + Se^=$	5.10^4	DAUDEL, *Compt. rend.*, **213**, 479, (1941)
Soufre ^{35}S	^{35}Cl (n, p) ^{35}S	CCl_4		KAMEN, *phys. Rev.*, **60**, 537 (1941)
(87,1 j)	^{34}S (n, γ) ^{35}S	H_2S		WILLARD et al., *AECU*, **50** (1948)
Uranium 237, 6,8 j	^{238}U $(n, 2n)$ ^{237}U	Salicylaldéhyde d'uranyle	500	MELANDER et SLÄTIS, *Phys. Rev.*, **74**, 709 (1948)
239 (23,5 mn)	^{238}U (n, γ) ^{239}U	Acétonate benzoyle d'uranyle	10^5	STARKE, *Naturwiss*, **30**, 577 (1942)
Vanadium 52, 3,74 mn	^{51}V (n, γ) ^{52}V	V.8 hydroxy-quinolate	13	SUE et YUASA, *J. chim. phys.*, **41**, 160 (1944)

CHAPITRE XIII

APPLICATIONS DE LA RADIOACTIVITÉ ET DES RADIOISOTOPES AUX PROBLÈMES CHIMIQUES

On a vu, à propos des réactions nucléaires par neutrons, que la formation d'un isotope radioactif pouvait permettre de détecter certains éléments et fournissait ainsi une nouvelle méthode d'analyse chimique, dite par « activation ». De nombreuses autres applications de la radioactivité existent dont trois seront proposées comme expériences ici.

EXPÉRIENCES XIII

1. — Dosage du phosphore dans un mélange de phosphate et de chlorure par dilution isotopique.
2. — Échange isotopique.
3. — Effets chimiques des rayonnements de grande énergie.

EXPÉRIENCE XII.1 : *Dosage du phosphore dans un mélange de phosphate et de chlorure par dilution isotopique.*

PRINCIPE. — La méthode d'analyse par dilution isotopique est basée sur les mesures d'activités spécifiques. Pour doser un élément contenu dans un mélange de divers composés, on ajoute une certaine

quantité de son isotope radioactif. L'activité totale est donc diluée dans le mélange. Si l'on a P_1 milligrammes de substance contenant l'isotope radioactif, l'activité spécifique est $s_1 = \frac{A}{P_1}$ (A = activité totale). Après addition de cette substance radioactive au mélange dans lequel on veut connaître P_2, poids de l'élément à doser, l'activité spécifique devient :

$$s_2 = \frac{A}{P_1 + P_2}. \qquad (1)$$

On en déduit donc :

$$P_2 = P_1 \left(\frac{s_1}{s_2} - 1 \right). \qquad (2)$$

La mesure de s_1 et s_2 permet de déterminer P_2.

Lorsque P_1 est petit devant P_2 (par exemple si l'isotope radioactif est ajouté sans entraîneur), la précision de la méthode est la meilleure

$$s_2 \neq \frac{A}{P_2} \quad \text{et par conséquent} \quad P_2 = P_1 \frac{s_1}{s_2} \qquad (3)$$

Expérience.

Dans une solution contenant un mélange de PO_4Na_3 et de ClNa on désire doser le phosphore.

Une méthode chimique classique consisterait par exemple à précipiter entièrement le phosphate par addition de molybdate d'ammonium, à filtrer à sécher et à peser le précipité. D'après le poids moléculaire du phosphomolybdate ainsi recueilli on déduirait la quantité de phosphore. Mais cette précipitation est délicate et se fait souvent de façon incomplète. La méthode ne s'applique donc qu'avec beaucoup de précautions.

La dilution isotopique va permettre de doser le phosphore même si la précipitation est incomplète, puisqu'il suffira d'ajouter une solution de radiophosphore et de mesurer les activités spécifiques de précipités de phosphomolybdate.

a) Détermination de l'activité de la solution de radiophosphore étalon fournie. — On prélèvera très soigneusement 0,2 cm³ d'une solution de phosphore 32 étalon contenant 50 mg/cm³ de phosphate de sodium. Introduire ces 0,2 cm³ sur un porteur et évaporer à sec sous une lampe infrarouge. Après refroidissement recouvrir avec un morceau de ruban adhésif et mesurer au compteur pendant 3 mn. Le phosphore 32 a une période de 14,5 jours et est émetteur β^- (1,701 MeV). Déduire alors l'activité totale de la solution.

b) D'après l'activité obtenue, calculer la quantité de solution étalon à prélever pour disposer d'environ 10^4 *impulsions par minute* (on aura alors $s_1 = \frac{10^4}{P_1}$ en prenant le poids de phosphore contenu dans cette quantité). Prélever cette fraction avec une pipette et l'introduire dans un erlenmeyer contenant 10 cm³ de la solution à doser (mesurés avec une éprouvette graduée).

c) Précipitation du phosphomolybdate. — Ajouter 4 cm³ d'acide nitrique concentré et 20 cm³ d'eau distillée. Après avoir versé le mélange dans un bécher, porter à 80 °C et précipiter le phosphore sous forme de phosphomolybdate en ajoutant 15 cm³ d'une solution neutre à 10 % de molybdate d'ammonium, puis plusieurs fois 5 cm³ d'une solution de $ClNH_4$ à 1 g par

1 000 cm³. Après une ou deux additions de cette dernière solution, le phosphomolybdate précipite, incomplètement, mais suffisamment pour pouvoir faire des mesures d'activité sur des portions de précipité.

Laisser décanter, éliminer la plus grande partie des eaux-mères. Agiter le résidu et verser la suspension dans un tube de centrifugeuse. (Équilibrer les poids des tubes dans la centrifugeuse). Centrifuger à 4 500 tours pendant 10 mn. Décanter, laver avec quelques cm³ d'acide nitrique à 2 %. Pour cela introduire l'acide, mettre le précipité en suspension à l'aide d'un agitateur et recentrifuger. Décanter à nouveau, laver à l'eau comme précédemment deux fois.

Faire sécher à l'étuve à 105 °C. Peser sur un porteur 20 mg de phosphomolybdate répartis très uniformément et faire des mesures d'activité pendant 3 mn après avoir recouvert de papier adhésif. On détermine s_2 par gramme ou milligramme de phosphore.

d) Effectuer une seconde opération sur une nouvelle prise d'essai de 10 cm³.

e) Calculer les poids de phosphore et de phosphate présents dans les prises d'essai de 10 cm³, en appliquant la formule :

$$P_2 = P_1\left(\frac{s_1}{s_2} - 1\right).$$

Le précipité de phosphomolybdate correspond à :

$$(NH_4)_3\,PO_4,\ 12\,MoO_3 = 1\,878\ g,$$
$$[P = 31\ g]$$
$$PO_4Na_3 = 164\ g.$$

La quantité de phosphate peut être déterminée avec une précision de 3 %.

On prendra soin de faire les mesures dans des conditions géométriques rigoureusement semblables. On peut négliger la correction d'autoabsorption qui est sensiblement la même pour la solution étalon et pour le précipité lorsqu'on opère sur 20 mg.

On pourra contrôler le résultat par une précipitation quantitative du phosphomolybdate, c'est-à-dire en ajoutant 4 g de chlorure d'ammonium, 4 cm³ d'acide nitrique concentré et en chauffant à 80° puis en ajoutant 15 cm³ de solution à 10 % en molybdate d'ammonium. Laisser reposer une demi-heure, filtrer et sécher dans une étuve à 105 °C. Le poids trouvé doit être égal à celui déterminé par dilution isotopique.

EXPÉRIENCE XIII.2 : — *Étude de la cinétique de la réaction d'échange isotopique d'atomes d'iode dans le système constitué par* INa/IC_2H_5 *en solution alcoolique.*

CINÉTIQUE DES ÉCHANGES HOMOGÈNES. — Lorsqu'on a substitutions spontanées et réciproques d'un atome radioactif ou non dans une entité moléculaire, par un autre atome de même nombre atomique, provenant d'une autre entité moléculaire, on dit qu'il y a échange isotopique entre les deux entités moléculaires.

Appelons AX et BX deux molécules contenant l'atome X. L'échange s'écrit $AX + BX^* \leftrightharpoons AX^* + BX$ (1) et ne peut être observé que si l'une des molécules, BX, est marquée par un indicateur isotopique X (atome radioactif ou de masse atomique différente de X).

Désignons par *unité de volume :*

a = nombre de molécules AX (actives ou non),
b = nombre de molécules BX (actives ou non),
x = nombre de molécules actives AX au temps t,
y = nombre de molécules actives BX au temps t,

$\frac{y}{b}$ et $\frac{x}{a}$ représentant les activités *spécifiques* des deux composés au même temps t.

On dit qu'il y a échange *complet* lorsque l'on a *équilibre de répartition* de l'indicateur entre les deux espèces. A ce moment *les deux activités spécifiques deviennent égales*. En appelant x_∞ et y_∞ les activités à l'échange complet :

$$\frac{x_\infty}{a} = \frac{y_\infty}{b}. \qquad (2)$$

Dans la relation (1) la constante de vitesse est la même dans les deux sens. La vitesse d'accumulation de molécules actives de AX, $\frac{dx}{dt}$, est égale à la différence entre la vitesse d'accumulation et la vitesse de disparition. Pour une réaction d'ordre 1 par rapport au temps la vitesse de formation est proportionnelle à la concentration en molécules de BX, c'est-à-dire à $\frac{y}{b}$ et à la concentration en molécules inactives de AX, $\frac{a-x}{a}$.

De même la vitesse de disparition est proportionnelle à $\frac{x}{a}$ et à $\frac{b-y}{b}$. Si on désigne par R la constante de proportionnalité (constante de vitesse de l'échange).

$$\frac{dx}{dt} = \mathrm{R}\frac{y}{b}\frac{a-x}{a} = \mathrm{R}\frac{x}{a}\frac{b-y}{b} = \frac{\mathrm{R}}{ab}(ay - bx) = \mathrm{R}\left(\frac{y}{b} - \frac{x}{a}\right).$$

Si l'activité initiale totale des atomes X est y_0 :

$$y_0 = y + x = y_\infty + x_\infty,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\mathrm{R}}{ab}[(y_0 - x)\,(a - bx)] = -\frac{a+b}{ab}\mathrm{R}x + \frac{y_0}{b}\mathrm{R}.$$

L'intégration de cette équation différentielle du 1er ordre conduit à

$$x = Ce^{-\frac{a+b}{ab}\mathrm{R}t} + \frac{a}{a+b}y_0.$$

Lorsque l'échange est complet :

$$\frac{x_\infty}{a} = \frac{y_\infty}{b} = \frac{x+y}{a+b} = \frac{Y_0}{a+b}.$$

donc $$\frac{a}{a+b}y_0 = x_\infty.$$

Pour $t = 0$, $x = 0$ d'où $C = -x_\infty$ et par conséquent l'équation se ramène à :

$$1 - \frac{x}{x_\infty} = e^{-\frac{a+b}{ab}Rt}$$

$$-Rt = \frac{ab}{a+b} L_n\left(1 - \frac{x}{x_\infty}\right) = 2{,}303 \log\left(1 - \frac{x}{x_\infty}\right)\frac{ab}{a+b}.$$

On peut évaluer R d'après la pente de la droite obtenue en portant $1 - \frac{x}{x_\infty}$ en fonction de t sur du papier à coordonnées semi-logarithmiques. On peut définir ainsi un temps de demi échange, $T_{1/2}$, pour lequel la fraction échangée $\frac{x}{x_\infty}$ est égale à 1/2 :

$$R = \frac{ab}{a+b}\frac{0{,}69315}{T_{1/2}}.$$

La constante de vitesse de l'*échange* R, dépend de l'ordre de la réaction. Si a, b sont les concentrations des réactifs on peut écrire : $R = ka^m b^n$ où les exposants m et n représentent l'ordre de la réaction par rapport aux réactifs AX et BX.

Pour l'échange iodure minéral, iodure d'éthyle $m + n = 2$ et $R = kab$. La constante de *vitesse de la réaction*, k, est donc égale à :

$$\frac{R}{ab} = \frac{0{,}69315}{(a+b)\,T_{1/2}}.$$

Expérience.

L'expérience décrite consiste à déterminer la vitesse de la réaction d'échange isotopique d'atomes d'iode entre la molécule de radioiodure de sodium et l'iodure d'éthyle. La vitesse est déterminée en mesurant la variation de la radioactivité de l'un des constituants du système.

La manipulation est réalisée à l'aide de ^{131}I de période 8 jours (β^- de 0,6 MeV) ; la réaction peut se schématiser comme suit :

$$C_2H_5I + I^{*-} \rightleftarrows C_2H_5 - I^* + I^-.$$

a) Prélever avec précision, dans une éprouvette de 500 cm³, 400 cm³ d'une solution alcoolique de radioiodure de sodium contenant 7 g de radioiodure pour 100 cm³ d'alcool. Transvaser à l'aide d'un entonnoir cette solution dans l'appareil décrit sur la figure 227 par la tubulure O (solution I). Prendre soin d'ouvrir le robinet R pour réaliser cette opération. Fermer R puis O.

b) Prélever avec soin 60 cm³ d'iodure d'éthyle dans une éprouvette de 100 cm³. Les introduire dans un ballon de 100 cm³. Boucher le ballon avec un bouchon de liège (solution II). Porter les 2 solutions (I et II) dans un bain thermostatique dont la température doit être fixée à 35 °C. Maintenir chacun des récipients par une pince (cette opération a pour but de porter les 2 solutions à la température de l'expérience avant mélange afin de déterminer

avec précision le temps $t = 0$). Quand l'équilibre est atteint (environ 15 mn), introduire à l'aide d'un entonnoir la solution II dans la solution I (ouvrir R). Faire attention de ne pas entraîner d'eau au cours du transfert. Fermer R et O. Agiter. Déclancher simultanément un chronomètre. Cet instant sera pris comme temps $t = 0$. Conserver le mélange à cette température pendant toute la durée de l'expérience.

c) Faire des prélèvements de 10 cm³ toutes les 5 mn jusqu'à la 25e mn, puis toutes les 15 mn jusqu'à la 100e (au total environ 10 prélèvements). Noter très exactement les temps t_1 ..., t_2 ..., t_3 ... où sont faits ces prélèvements.

Pour effectuer le prélèvement, on aspire le mélange dans le récipient V, on ouvre le robinet R vers l'extérieur.

Pour stopper rapidement l'échange, plonger chaque tube dans un bécher contenant de la glace fondante.

d) *Séparation des iodures.*

Chaque prélèvement est introduit dans une ampoule à décanter de 250 cm³ contenant 100 cm³ d'eau. Agiter pendant 1 mn. Décanter soigneusement. Faire tomber les traces de IC_2H_5 retenues sur les parois dans la phase aqueuse à l'aide d'un agitateur. Recueillir IC_2H_5 dans un petit tube à essai. Laver IC_2H_5 par de l'eau directement dans ce tube. Pour cela ajouter 1 cm³ d'eau; agiter pendant 10 sec. Laisser décanter puis extraire la phase aqueuse (supérieure) à l'aide d'une pipette compte-gouttes.

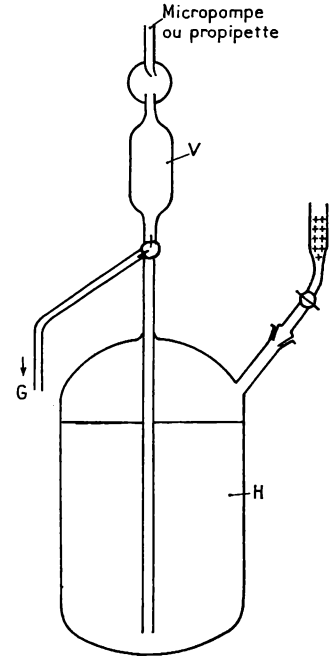


FIG. 227. — *Récipient pour prélèvement d'échantillons.*

Transférer IC_2H_5 dans un erlenmeyer de 25 cm³, ajouter une solution alcoolique saturée de NO_3Ag jusqu'à précipitation totale. Agiter, filtrer sur büchner, laver avec quelques cm³ d'eau, puis d'alcool et sécher.

e) Peser 50 mg de chaque précipité d'IAg sur un porteur numéroté, recouvrir avec un morceau de papier adhésif. Mesurer au compteur l'activité de chaque échantillon d'IAg provenant de IC_2H_5 pendant 5 mn (aucune mesure n'est effectuée sur INa).

f) Afin d'effectuer un échange total, transvaser le reste du mélange réactionnel INa/IC_2H_5 dans un ballon de 50 cm³; le placer sous le réfrigérant et le porter à la température de 80 °C pendant 45 mn au moyen d'un bain-marie.

Effectuer la séparation sur 10 cm³ comme il est décrit précédemment et précipiter I de IC_2H_5 sous forme d'IAg. Filtrer, laver, sécher. Mesurer l'activité sur 50 mg.

g) *Calcul de la constante de vitesse.*

Les mesures d'activités sur les précipités d'iodure d'argent de 50 mg donnent des valeurs proportionnelles à l'activité spécifique $\frac{x}{a}$ au temps t.

Par échange total on a pu déterminer $\frac{x_\infty}{a}$, et on peut donc porter $\frac{x}{x_\infty}$ en fonction de t.

On fera le tableau suivant :

N° du prélèvement	*Temps de contact en secondes*	*Activités sur 50 mg d'IAg provenant de* IC_2H_5	*Fractions échangées* $\frac{x_\infty}{x}$	*R en mol litre*$^{-1}$ *sec*

On tracera la courbe de $1 - \frac{x}{x_\infty}$ en fonction de t, et on indiquera la valeur moyenne trouvée pour R après avoir calculé le facteur $\frac{ab}{a+b}$. On indiquera la valeur moyenne de k sachant que $R = k.a.b$.

On fera le bilan des activités. Pour cela quelques cm³ de la solution alcoolique de Na*I marqué ont été prélevés avant le mélange. On précipite par nitrate d'argent et on mesure l'activité spécifique de cette solution $= \frac{y_0}{b}$.

Or $\frac{y_0}{a+b} = \frac{x_\infty}{a} = \frac{y_\infty}{b}$.

D'où
$$\frac{\frac{y_0}{b}}{1 + \frac{a}{b}} = \frac{x_\infty}{a}.$$

Pour calculer a et b, on sait que la densité de l'iodure d'éthyle = 1,93, que $IC_2H_5 = 156$ g, INa = 154 g et que le mélange correspond à 460 cm³.

En mol/litre :
$$a = \frac{60 \times 1{,}93}{156} \times \frac{1\,000}{460},$$
$$b = \frac{28}{154} \times \frac{1\,000}{460},$$

puisque dans 400 il y a $7 \times 4 = 28$ g de INa.

EXPÉRIENCE XIII.3 : *Effets chimiques des rayonnements de grande énergie.*

Comme la lumière visible ou ultraviolette, les rayonnements électromagnétiques X ou γ peuvent conduire à des transformations chimiques, mais par l'intermédiaire des électrons de grande vitesse qu'ils créent. Ces effets sont liés à deux processus principaux : excitation et ionisation des molécules au voisinage desquelles passent les particules chargées. Ces particules proviennent elles-mêmes soit des effets photoélectriques et Compton (électrons), soit de la désintégration des noyaux (rayons α, protons β), soit du recul après choc de neutrons (protons). La chimie des radiations est l'étude systématique de ces phénomènes. Certains de ces effets ont déjà une application industrielle, par exemple l'initiation de polymérisations par les rayons gamma présente un intérêt pratique important.

On va donner l'exemple ici de réactions produites en solutions aqueuses diluées par les rayons γ du radiocobalt.

a) **Notion de dose absorbée. Rendement radiochimique G.**

On a encore très souvent l'habitude d'utiliser le roentgen comme unité de dose absorbée sans spécifier le milieu dans lequel a lieu l'absorption. Or la définition même du roentgen montre qu'il s'agit d'une énergie absorbée dans un volume d'air bien défini, sous une pression donnée, correspondant donc à un nombre de molécules d'oxygène et d'azote bien déterminé. Une indication donnée en roentgen ne correspond qu'à une dose d'exposition; elle n'est donc valable pour un autre milieu qu'à condition de connaître :

1° le type de rayonnement utilisé,

2° le coefficient d'absorption de ce milieu pour la longueur d'onde correspondante (en tenant compte de l'absorption Compton, photoélectrique et éventuellement de la création de paires),

3° l'épaisseur de milieu irradié,

4° l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions dans l'air.

L'emploi du roentgen provient de ce que la plupart des mesures sont faites avec des chambres d'ionisation remplies d'air. Du point de vue théorique il serait plus simple de mesurer par exemple l'énergie cédée à un milieu donné en s'arrangeant pour que ce soit entièrement sous forme de chaleur et de faire une mesure calorimétrique.

On aurait alors la dose absorbée pendant le temps t par unité de masse :

$$W_m = Dt = c\Delta T + \Delta U_m$$

où D est le débit de dose, c est la chaleur spécifique, ΔT l'élévation de température et ΔU_m la variation d'énergie interne par unité de masse. Si

$$\Delta U_m = 0$$

on obtient W_m directement, mais les mesures sont pratiquement délicates.

Par ionisation, on peut calculer l'énergie absorbée à partir de la mesure du courant d'ionisation de la façon suivante :

La dose reçue par gramme d'air sans tenir compte de l'absorption est égale à $d = J.W$ où J représente le nombre de paires d'ions créés par gramme et W l'énergie moyenne nécessaire à créer cette paire d'ions. Par exemple, si 1 roentgen est mesuré, cela signifie que 1 ues a été collecté dans 1 cm^3 et que dans 1 g cela ferait $\frac{1}{1{,}293 . 10^{-3}}$ fois plus (densité de l'air = $1{,}293 . 10^{-3}$). Compte tenu de ce qu'un eV est égal à $4{,}8 . 10^{-10}$ ues, on obtient en prenant W = 34 eV.

$$d = J.W. = \frac{34}{1{,}293\ 10^{-3} \times 4{,}8 . 10^{-10}} = 54{,}5 . 10^{12}\ \text{eV}\ g^{-1}.$$

Si nous mettons maintenant un milieu différent de l'air, deux phénomènes nterviennent.

D'abord le produit W.J. n'est plus le même; en effet la fraction de l'énergie transférée aux électrons d'un gramme de substance varie d'une substance à l'autre. Pour un autre milieu que l'air on ne connaît plus ni W ni J., mais on a déterminé expérimentalement ou par calculs empiriques le rapport $\frac{E_s}{E_a}$ des fractions d'énergie cédées dans une substance s et dans l'air. Ce rapport dépend essentiellement du nombre d'électrons par gramme et des coefficients photoélectriques.

Ensuite le flux de rayons varie au fur et à mesure de l'absorption. Si on

pouvait négliger cette absorption pour 1 cm³ d'air, on ne peut plus le faire pour 1 g de substance, surtout pour des rayonnements mous. On peut facilement montrer que si l'on connaît le coefficient d'absorption global μ, et la dose par unité de masse en surface d_m, la dose reçue par unité de masse dans le volume compris sous une épaisseur x est :

$$D_m = d_m \frac{1 - e^{-\mu x}}{\mu}.$$

En reprenant le calcul on obtient alors la dose réellement reçue :

$$D_m = d \cdot \frac{E_s}{E_a} \cdot \frac{1 - e^{-\mu x}}{\mu}.$$

Pour 1 roentgen $D_m = 54{,}5 \cdot 10^{12} \cdot \frac{E_s}{E_a} \cdot \frac{1 - e^{-\mu x}}{\mu}$ eV.g^{-1}.

A titre d'exemple, $\frac{E_s}{E_a} = 1{,}1$ pour l'eau avec des rayons γ durs. On peut négliger l'absorption si l'épaisseur x ne dépasse pas 10 cm. On obtient alors l'équivalence du roentgen pour des rayons γ par exemple du radiocobalt : 1 roentgen est équivalent à $60 \cdot 10^{12}$ eV g^{-1} ou en ergs par gramme 97,4 ergs/g.

On rencontrera d'ailleurs des unités telles que le rad = 100 ergs/gramme.

Pour les particules chargées totalement absorbées, le calcul de dose absorbée est plus simple puisqu'il suffit de connaître l'énergie de la particule, et le nombre de particules arrivant par seconde sur une surface donnée.

Le rendement d'une modification chimique du milieu peut alors être défini quantitativement. On utilise habituellement la lettre G qui correspond au nombre de transformations produites par 100 eV de dose absorbée. Si par exemple, par gramme d'eau, 10^{16} molécules d'eau oxygénée sont formées, et que la dose absorbée par gramme est de 10^{18} eV, le rendement G est $\frac{10^{16}}{10^{18}} \cdot 10^2 = 1$.

b) **Effets produits sur l'eau.**

Après le passage des rayonnements de grande énergie, les molécules sont excitées ou ionisées, c'est-à-dire que de l'énergie a été cédée, soit pour faire vibrer les électrons orbitaux à des niveaux différents de ceux de l'état fondamental, soit pour arracher un ou plusieurs de ces électrons. La désexcitation des molécules, ou la neutralisation des ions conduit généralement à de nouvelles espèces chimiques, instables, les radicaux libres.

Dans le cas de l'eau, on est conduit à la rupture de la liaison H — OH et à la formation de radicaux oxhydriles OH et d'hydrogène atomique. C'est principalement par l'intermédiaire de ces radicaux que le rayonnement provoque finalement des transformations chimiques définitives, telles que le dégagement d'hydrogène, la formation d'eau oxygénée, etc... Lorsqu'un composé se trouve dissous dans l'eau, il est attaqué par ces radicaux. Par exemple certains solutés sont oxydés par les radicaux oxhydriles et par l'eau oxygénée, d'autres sont réduits par l'hydrogène atomique et aussi par H_2O_2. Les composés organiques sont facilement hydroxylés. L'expérience suivante donne un exemple de ces phénomènes :

c) **Oxydation du sulfate ferreux. Dosimétrie chimique.**

On prépare très soigneusement avec de l'eau tridistillée et de l'acide sulfurique pur, 100 cm³ de solution normale en H_2SO_4, à laquelle on ajoute 78, 4 mg de sulfate ferreux ammoniacal pur ($FeSO_4(NH_4)_2SO_4 + 6H_2O$). On obtient ainsi une concentration $2 \cdot 10^{-3}$ M en ions ferreux.

On introduit à l'aide d'une pipette graduée 5 cm³ de solution dans 5 tubes

à essais à bouchons rodés spécialement calibrés et on procède à l'irradiation au radiocobalt. On peut voir figure 230 le plan d'un dispositif d'irradiation comportant 6 cylindres de cobalt 60 de 130 curies chacun. On introduit les tubes à essais dans des gaines de laiton coulissant dans le plomb et amenant la préparation au niveau des sources, soit entre deux cylindres de cobalt, soit dans une couronne extérieure. Les gaines de laiton sont fermées par du plomb aux deux extrémités et sont levées au niveau de la niche permettant l'introduction du tube à essai. Les durées d'irradiation, mesurées avec précision devant être de 2, 4, 6, 8 et 10 mn (fig. 228). Après irradiation on mesure le sulfate ferrique formé par spectrophotométrie. La solution est versée dans une cuve de quartz à faces parallèles tandis que le témoin (sulfate ferreux non irradié) est introduit dans une seconde cuve. Les ions ferriques absorbent l'ultraviolet et un maximum d'absorption se trouve à 3 040 Å, dans une zone où les solutions d'ions ferreux restent transparentes (fig. 229). En principe

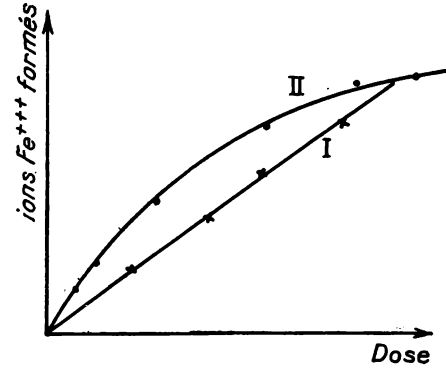


FIG. 228. — I. *Oxydation des ions ferreux par les rayons* γ.
II. *Effet d'impuretés organiques.*

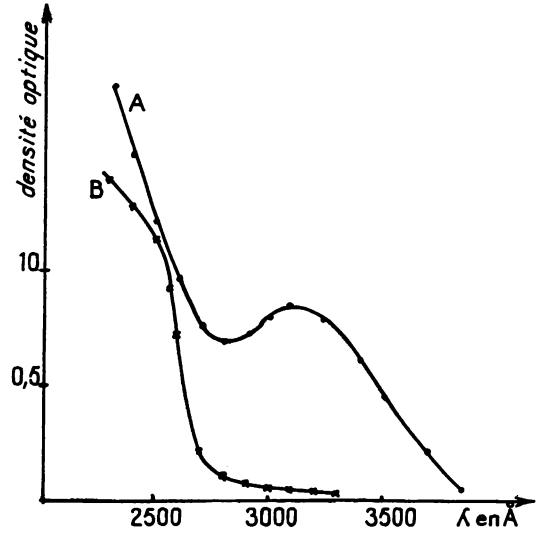


FIG. 229. — *Spectre d'absorption UV de :*
A) Sulfate ferrique. B) Sulfate ferreux.

la quantité d'ions ferriques formés doit être proportionnelle à la dose absorbée donc au temps d'irradiation. Si les points obtenus n'étaient pas alignés, il faudrait l'attribuer probablement à une impureté dont l'effet est d'augmenter le rendement initial et on devra recommencer les irradiations.

On envoie donc sur les cuves une lumière monochromatique de 3 040 Å produite par une lampe à hydrogène.

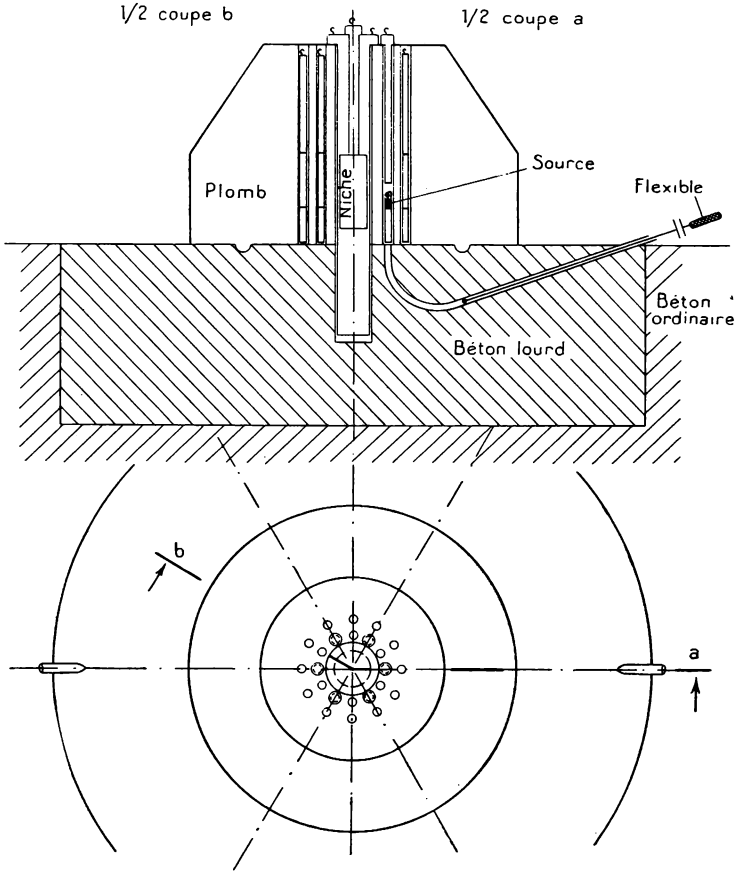


FIG. 230. — *Dispositif d'irradiation* γ.

La loi de Lambert-Beer indique que la concentration dans la solution est proportionnelle à la densité optique de cette solution, c'est-à-dire à $\log I_0/I$ si I_0 est l'intensité du faisceau lumineux à l'entrée et I son intensité à la sortie.

La loi de Lambert-Beer indique que la concentration dans la solution est proportionnelle à la densité optique de cette solution, c'est-à-dire à $\log I_0$

TABLEAU DE DOSIMÉTRIE POUR RAYONS GAMMA DE RADIOCOBALT

	Roentgen	*ergs/g dans H_2O*	*eV/g dans H_2O*
Roentgen	1	94,7	$6{,}08 \cdot 10^{13}$
Ergs/g dans H_2O.....	0,0102	1	$6{,}24 \cdot 10^{11}$
eV/g dans H_2O.....	$1{,}64 \cdot 10^{-14}$	$1{,}602 \cdot 10^{-12}$	1

1 erg = $6{,}242 \cdot 10^{11}$ eV = $2{,}389 \cdot 10^{-8}$ calories = $2{,}778 \cdot 10^{-14}$ kwh, charge électron = $4{,}803 \cdot 10^{-10}$ ues = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ coulomb.

COEFFICIENTS D'ABSORPTION DE DIVERS MATÉRIAUX

$\frac{\mu}{\rho}$ *en cm²/g.*

	Eau	*Aluminium*	*Béton*	*Fer*	*Plomb*
Densité ρ	1	2,69	2,5	7,86	11,3
μ/ρ pour 10 KeV ..	4,72	24,3	24,6	169	84,6
— 20 KeV ...	0,736	3,26	3,34	25,2	71,8
— 100 KeV ...	0,171	0,169	0,169	0,370	5,46
— 500 KeV ...	0,097	0,084	0,087	0,084	0,152
— 1 000 KeV ...	0,070	0,061	0,063	0,060	0,070
— 2 000 KeV ...	0,049	0,043	0,045	0,042	0,045

Épaisseur pour réduire au 1/10	*Eau*	*Aluminium*	*Fer*	*Plomb*
avec γ de ^{60}Co	43,2 g/cm²	51,5 g/cm²	51,7	46,5
avec γ de ^{137}Cs	29,0	34,7	34,7	23,7

si I_0 est l'intensité du faisceau lumineux à l'entrée et I son intensité à la sortie.

$$\log \frac{I_0}{I} = \varepsilon . l . c$$

où l est l'épaisseur de solution et ε le coefficient d'extinction.

Si c'est en molécules grammes par litre, ε est le coefficient d'extinction molaire. Pour les ions ferriques à 3 040 Å et à 25 °C, il est égal à 2 205 $mole^{-1}$ cm^{-1}. Avec une cuve de 1 cm d'épaisseur, lorsqu'on lit la densité optique directement sur l'échelle du galvanomètre, il suffit de multiplier par $27{,}3 . 10^{16}$ la valeur lue pour obtenir le nombre de molécules vraies par cm^3. Par exemple si on lit 0,1, cela signifie que $2{,}73 . 10^{16}$ ions ferriques par cm^3 ont été formés.

On portera les valeurs obtenues ainsi pour les différents temps et on devra obtenir une droite. La pente de cette droite indiquera le nombre d'ions oxydés par minute. Le rendement G d'oxydation du sulfate ferreux a été mesuré avec soin et il est égal à $15{,}5 \pm 0{,}1$ ions oxydés par 100 eV. On déduira la dose reçue par minute par la solution, en 10^{18} eV par cm^3, et la dose arrivant dans l'air en surface en roentgens.

APPENDICE I

NOTIONS DE PROTECTION CONTRE LES RADIATIONS IONISANTES

par

R. DEVORET

Médecin du Service de Radioprotection
de l'Institut du Radium
(Paris)

LA MANIPULATION *de sources de rayonnements ionisants, à quelle que fin que ce soit, comporte des dangers.*

Pour assurer la sécurité du travail, des normes internationales ont été proposées. Le respect de ces normes permet de travailler dans des conditions telles que les conséquences de l'exposition aux radiations deviennent négligeables pour l'individu. L'adjectif négligeable signifie au-dessous du seuil détectable des actions nuisibles sur l'organisme de certains aspects de la vie moderne (la pollution atmosphérique des villes) ou de certaines habitudes individuelles nocives (alcoolisme, tabagisme).

Si ces normes sont respectées, les risques encourus par les travailleurs sont très inférieurs à ceux liés à de nombreux travaux « classiques » qui, bien que dénués du halo de mystère que confère la radioactivité, n'en sont pas moins les fournisseurs de l'annuel contingent des maladies professionnelles.

Par contre, les radiations obligent à considérer le retentissement génétique éventuel à longue échéance qu'elles peuvent déterminer, si le nombre de personnes exposées devient une fraction importante de la population. Les effets des rayonnements s'inscrivent dans le patrimoine héréditaire.

C'est pourquoi les normes actuelles (septembre 1958*) ont été adoptées non seulement en vue de la protection individuelle des travailleurs mais aussi pour réduire le plus possible les effets génétiques éventuels de l'exposition aux radiations.*

Dans la suite de cet exposé, nous abandonnerons ces problèmes généraux pour examiner quelques points particuliers de l'effet biologique des radiations afin de permettre aux utilisateurs de sources de rayonnements de comprendre les nécessités d'une protection rationnelle et efficace dans le travail.

Nous envisagerons successivement :

I. — *Les effets pathogènes des rayonnements.*
II. — *Les normes de protection.*
III. — *Les sources de rayonnement et leur protection.*
IV. — *Les unités utilisées en radio-protection.*

I. — LES EFFETS PATHOGÈNES DES RAYONNEMENTS

Un être biologique est un édifice complexe, composé d'organes interdépendants. Ces organes sont formés de tissus divers; chaque tissu possède son individualité, son homogénéité qui lui est conférée par le grand nombre de cellules de même nature qui le composent.

1° Les lésions provoquées par les rayonnements sont des *lésions des cellules*. Les tissus, les organes, l'organisme entier sont affectés secondairement par l'atteinte plus ou moins généralisée de leurs éléments constitutifs de base, les cellules.

2° La radio-sensibilité des cellules *varie* pour une même dose de rayonnement suivant *les tissus*. Certains tissus sont bien plus sensibles que d'autres; tels sont, par exemple, le tissu formateur du sang, les organes reproducteurs, le cristallin, etc... Les organes qui comprennent ces tissus ont donc été nommés « organes critiques ».

3° Ce sont surtout *les ionisations* produites au sein des cellules qui sont responsables des lésions.

A. — VARIABLES PHYSIQUES QUI GOUVERNENT LA GRAVITÉ DES LÉSIONS PAR IRRADIATION

Il faut distinguer deux modes d'irradiation :

— L'irradiation externe : la source se trouve hors de l'organisme, exemple : tube de rayons X.

— L'irradiation interne : la source de rayonnement est dans l'organisme. Elle est due le plus souvent à l'absorption de radio-éléments.

Suivant le mode d'irradiation l'atteinte de l'organisme diffère. Cela dépend, en premier lieu, des composantes physiques du rayonnement.

I. — VARIABLES PHYSIQUES COMMUNES QUEL QUE SOIT LE MODE D'IRRADIATION

a) ***La dose de rayonnement absorbée.***

La grandeur de l'effet biologique est fonction de la quantité d'énergie absorbée dans les tissus.

Cette dernière quantité est d'abord proportionnelle :
— en irradiation externe, au flux de photons ou de particules qui arrivent sur l'objet biologique irradié,
— en irradiation interne, à la quantité de radio-élément présente dans l'organisme (cf. chap. IV),

b) ***Le débit de la dose absorbée.***
On considère qu'une dose de 150 rems (définition du rem; chap. IV, parag. A, II) reçue en 30 ans est une dose qui ne donne que peu ou pas d'effet biologique décelable. Il n'en est pas de même lorsque cette dose est reçue dans un temps très court, par exemple en irradiation externe, où elle provoque alors des troubles de l'état général avec de très importantes modifications du sang.

II. — VARIABLES PHYSIQUES AYANT UNE ACTION DIFFÉRENTE SUIVANT LE MODE D'IRRADIATION

a) ***Nature du rayonnement.*** — La peau irradiée par les rayons alpha du polonium, dont le parcours dans ce milieu est inférieur à 35 μ, ne présente aucune lésion car la couche cornée de la peau composée de cellules mortes a une épaisseur moyenne de 120 μ de sorte que les cellules reproductrices à la base de cette couche ne sont pas touchées.
Par contre, l'introduction dans l'organisme d'un émetteur α a des conséquences graves : le parcours de ces rayons est de la grandeur des diamètres cellulaires. Les cellules sont alors traversées par un feutrage de fines aiguilles destructrices.
Du fait de l'absorption différente des rayonnements dans les tissus, on peut donner le schéma suivant de la gravité des lésions en fonction du mode d'irradiation (Voir tableau I, p. 273).

b) ***Étendue de l'irradiation.*** — *Dans le cas de l'irradiation externe*, si celle-ci est strictement localisée, les lésions provoquées par une dose supérieure à 500 rems donnés en une fois, sont compatibles avec la survie de l'individu, alors qu'elles ne le seraient pas dans le cas d'une irradiation généralisée. (Analogie avec la gravité des brûlures étendues).
Dans le cas de l'irradiation interne, il n'en est pas tout à fait de même. Si la quantité de radio-élément absorbé est faible, un radio-élément qui se répand dans tout l'organisme sans se fixer est éliminé rapidement, le radio-élément n'a pas alors le temps de provoquer des lésions importantes. Au contraire, si le radio-élément se fixe électivement dans un organe, il peut amener la destruction complète de celui-ci : c'est le cas de l'iode 131 pour la thyroïde.
Par contre si la quantité de radio-élément absorbé est importante, la dose reçue par l'organisme entier n'est plus négligeable et l'on se trouve ramené à un cas semblable à celui d'une irradiation externe généralisée.

TABLEAU I

DANGER COMPARÉ DES RAYONNEMENTS SUIVANT LE MODE D'IRRADIATION.

Agent d'irradiation	*Parcours dans les tissus*	*Mode d'irradiation*	
		Irr. externe	Irr. interne
Rayons α	quelques dizaines de microns	o	+++
Rayons β	quelques millimètres	++	++
Rayons γ	traversent le corps humain	+++	+
Nota : la grandeur de l'effet pathogène est notée de o à +++.			

B. — AUTRES VARIABLES IMPORTANTES CONDITIONNANT LA GRAVITÉ DE L'IRRADIATION INTERNE

a) ***La voie d'absorption du radio-élément.*** — Son importance est liée aux propriétés chimiques du radio-élément, en particulier à sa solubilité dans les liquides de l'organisme. C'est ainsi que le plutonium et presque tous les produits de fission sont infiniment plus dangereux quand ils sont inhalés que lorsqu'ils sont avalés. Ils sont insolubles dans les liquides digestifs ce qui empêche leur absorption par la muqueuse intestinale.

b) ***La vitesse d'élimination du radio-élément.*** — La période biologique d'un radio-élément, c'est-à-dire le temps nécessaire à sa demi-élimination importe autant que sa période radioactive et conditionne sa toxicité réelle. (Voir tableau III, p. 274).

L'action biologique du radio-élément décroît en fonction d'une période effective donnée par la relation :

$$T\,eff = \frac{Tb\ Tr}{Tb + Tr}$$

Tb = période biologique
Tr = période radioactive

C. — DESCRIPTION DES LÉSIONS

I. — PAR IRRADIATION EXTERNE (Voir tableau II, p. 275).

II. — PAR IRRADIATION INTERNE

Les lésions produites sont le plus souvent dues à une contamination chronique extrêmement insidieuse. Elles peuvent atteindre de multiples organes profonds tels que les os, la moelle osseuse et le sang, le foie, la rate, les reins, la thyroïde, suivant les affinités du radio-élément.

Les lésions produites aboutissent à des destructions cellulaires plus ou moins profondes et à l'apparition possible de cancers des organes atteints.

Les quantités de radio-élément qui produisent ces effets sont très faibles (voir tableau III). Pour le radium, par exemple, les quantités mesurées chez les ouvrières décédées à la suite d'une contamination par peinture pour montres lumineuses contenant ce radio-élément étaient de 10 à 180 microgrammes; des cancers sont survenus pour des quantités moindres de 2 à 20 microgrammes.

TABLEAU III

TOXICITÉ RELATIVE DES RADIO-ÉLÉMENTS
EXPRIMÉE PAR LA QUANTITÉ MAXIMUM ADMISSIBLE DANS L'ORGANISME
(en microcuries)

Radio-élément	*Période physique* (jours)	*Période effective* (jours)	*Organe critique à considérer*	Q.M.A. *en* μC
^{3}H	$4{,}6.10^{3}$	19	Organisme entier	3.10^{3}
^{14}C.....	$2{,}09.10^{6}$	35	Graisse	86
^{24}Na	0,62	0,6	Organisme entier	5
^{32}P	14,3	14	Os	3
^{35}S	77,1	18	Peau	100
^{45}Ca	152	151	Os	4
^{60}Co	$1{,}9.10^{3}$	8,4	Foie	1
^{89}Sr	53	52	Os	0,6
$^{90}Sr + Y$	$9{,}1.10^{3}$	$2{,}7.10^{3}$	Os	0,3
^{131}I	8	7,5	Thyroïde	0,2
^{210}Po soluble	138,3	40	Rate	0,013
^{210}Po insoluble	138,3	31	Poumons	0,006
^{226}Ra	$5{,}9.10^{5}$	$1{,}6.10^{4}$	Os	0,03
^{227}Ac	$8\ .10^{3}$	10^{3}	Os	0,003
^{239}Pu soluble	$8{,}8.10^{6}$	$4{,}3.10^{4}$	Os	0,013
^{239}Pu insoluble	$8{,}8.10^{6}$	360	Poumons	0,007

Ces nombres ont été calculés pour une irradiation de l'organe critique correspondant à 100 millirems par semaine.

TABLEAU II

LÉSIONS PROVOQUÉES PAR UNE IRRADIATION EXTERNE GÉNÉRALISÉE EN FONCTION DU DÉBIT DE DOSE.

Organes lésés (1)	*Débit de dose*		*Conséquences futures éventuelles*	*Temps de latence*
	Dose unique (2)	*Faibles doses répétées*		
Système formateur du sang	Au-dessus de 25 rems : Diminution des globules blancs, surtout des polynucléaires Diminution des plaquettes sanguines	Au-dessus de 300 mrem par semaine : Lésions de même nature	Leucémie	au minimum 5 ans
Peau, ongles, cheveux	400 rems : chute des poils (3) 600 à 1 200 : érythème 1 600 à 2 000 : radioépidermite > 2 500 : radiodermite	Sécheresse de la peau, épiderme aminci, ongles dépolis et fendillés, altérations des empreintes digitales	Dystrophies cutanées radionécroses tardives cancers cutanés	au minimum 4 à 5 ans, peut atteindre 20 ans
Glandes génitales	Au-dessus de 450 rems : stérilité temporaire ou définitive	Effets génétiques seuls	Apparition de tares dans la descendance	Il n'y a pas de temps de latence
Cristallin	Cataracte	Apparition et extension de petites opacités du cristallin	Cataracte complète	Quelques années

Nota : (1) On s'est limité à la description des lésions des organes critiques, d'autres organes peuvent évidemment être atteints.

(2) Si l'irradiation est fractionnée et répartie sur plusieurs jours certaines lésions exigent pour apparaître des doses plus fortes que celles indiquées ci-dessus.

(3) Ces lésions de la peau produites par une irradiation de plus de 500 rems ne peuvent survenir seules qu'en irradiations strictement localisées.

II. — LES NORMES DE PROTECTION

Dans le chapitre précédent nous avons décrit les lésions dues aux radiations. On peut se poser, à ce propos, deux questions :

1° Peut-on par un traitement effectué avant une irradiation donnée diminuer la fréquence ou le degré des lésions ?

Sur le plan expérimental, on peut en utilisant des substances radioprotectrices réduire transitoirement les effets des rayonnements électromagnétiques, mais ceci n'a actuellement que peu d'intérêt pour l'homme sur le plan pratique.

2° Peut-on par un traitement effectué après l'irradiation empêcher l'apparition des lésions ?

Il n'est pas possible de restaurer dans leur état antérieur les cellules touchées par les rayonnements ionisants. Les effets des lésions peuvent être diminués en particulier par suppléance cellulaire. C'est dans ce sens qu'agissent les greffes de cellules.

La protection contre les radiations n'est réalisée actuellement que par des méthodes physiques et non biologiques.

A. — GRANDEUR DE L'IRRADIATION NATURELLE

Dans le tableau suivant on a surtout retenu les doses de radiations naturelles reçues par les glandes génitales (gonades) et par les os, en considérant les risques futurs que présentent l'accroissement des mutations dans la descendance et l'augmentation du taux des leucémies.

En France, l'irradiation moyenne pour l'organisme entier se situe entre 100 et 300 mrem.

De plus, avec les retombées des explosions nucléaires, ayant eu lieu jusqu'à présent, on peut prévoir que dans 10 ans ces nombres seront augmentés de 10 % au moins (par suite de l'ingestion du ^{90}Sr et du ^{137}Cs).

TABLEAU IV

GRANDEUR DE L'IRRADIATION NATURELLE (1)

Origine de l'irradiation	*Doses absorbées par*	
	les gonades	les os
A) Rayons cosmiques (peut-être multiplié par 5 du fait de l'altitude)	30	30
B) Rayonnement tellurique provenant :		
— du sol	50 à 100	50 à 100
— des matériaux d'habitation (pierres, béton ou bois)	50 à 200	50 à 200
— des descendants du radium	2 à 25	2
C) Irradiation d'origine interne par :		
— ^{40}K	20	5
— ^{14}C	1	1
— Radon (la part due au radon peut être 10 fois supérieure)	2	2
— Radium	20 à 40	45 à 400
TOTAUX :		
Chiffres les plus bas (pas de radium)	133	130
Possibilités d'augmentation à	150	500
En France en moyenne	100 à 150	100 à 500

B. — NORMES DE SÉCURITÉ POUR LES TRAVAILLEURS PROFESSIONNELLEMENT EXPOSÉS (2)

I. — DOSE MAXIMUM ADMISSIBLE

On exprime sous le nom de dose maximum admissible, la dose totale de rayonnements ionisants reçue par un individu et, dans l'état

(1) En millirems par an.

(2) D'après les recommandations générales relatives à la protection contre les radiations ionisantes (Circulaire du 3 juin 1947. *Journal Officiel* du 11 juillet 1957) en tenant compte des décisions de la Commission Internationale de Protection réunie en septembre 1958.

actuel de nos connaissances, jugée incapable de lui causer des troubles appréciables durant son existence.

Au cours de sa vie, aucun travailleur ne doit recevoir une dose totale supérieure à 200 rems, en limitant à 50 rems la dose reçue avant l'âge de 30 ans.

Dans le cas de l'irradiation du corps entier on ne doit pas dépasser 5 rems par année, soit en moyenne 100 millirems par semaine.

REMARQUE. — Pour les radiations X et γ ces nombres sont les mêmes exprimés en unités roentgens, une dose absorbée de un rem de rayons X ou γ correspondant par définition à une exposition d'un roentgen (voir chap. IV).

Voici, pour les neutrons, le flux admissible, en fonction de l'énergie qui correspond pour la durée de la semaine de travail à la dose admissible de 100 millirems.

TABLEAU V

FLUX DE NEUTRONS EN FONCTION DE L'ÉNERGIE

Énergie des neutrons	*Flux de neutrons* $cm^{-2}.s^{-1}$
0,025 év	660
10 év	660
1 kev	330
0,1 Mev	66
0,5 Mev	27
1 Mev	20
2 Mev	13
3 à 10 Mev	10

II. — IRRADIATION OCCASIONNELLE (ENSEMBLE DE L'ORGANISME)

La dose maximum admissible hebdomadaire peut atteindre 300 millirems pendant quelques semaines à condition que la dose accumulée pendant 13 semaines soit inférieure à 3 rems, la dose annuelle étant toujours fixée à 5 rems.

Si une exposition plus importante s'est produite, le sujet doit être soustrait à tout risque d'irradiation pendant le temps nécessaire pour que la dose moyenne étalée sur une période de 13 semaines soit conforme aux normes précédentes.

En cas d'accident, une dose de 25 rems reçue exceptionnellement par un travailleur professionnellement exposé peut être considérée comme sans effet sur l'état du sujet, à la condition qu'une telle

irradiation ne se produise qu'une seule fois au cours de son existence; en conséquence, elle doit être obligatoirement enregistrée et consignée (déclaration d'accident du travail).

III. — NORMES DE PROTECTION CONTRE L'IRRADIATION INTERNE

Les normes de sécurité dans le cas de contamination interne visent à ce que l'irradiation de l'organe critique ne dépasse pas une valeur limite. D'une manière générale cette limite est fixée à 100 mrem par semaine. Compte tenu des propriétés biologiques et des caractéristiques physiques de chaque radio-élément on peut déterminer par le calcul la quantité de radio-élément dont la présence dans l'organisme donne à l'organe critique une dose au plus égale à 100 millirems par semaine. Cette quantité exprimée en μC est la quantité maximum admissible dans l'organisme pour le radio-élément considéré (voir tableau III, p. 274).

TABLEAU VI

CONCENTRATIONS MAXIMA AUTORISÉES DANS L'AIR (en μC par cm^3) POUR QUELQUES RADIO-ÉLÉMENTS

Isotope	*Concentration maximum admissible*	*Isotope*	*Concentration maximum admissible*
^{3}H	3.10^{-6}	^{222}Rn + produits de filiation	3.10^{-8}
^{14}C	3.10^{-6}	^{226}Ra + 55 % de produits de filiation	3.10^{-12}
^{18}F	10^{-5}		
^{35}S	3.10^{-7}	^{227}Ac + produits de filiation	10^{-12}
^{36}Cl	2.10^{-7}	Th naturel	10^{-11}
^{41}A	2.10^{-7}	Th^{234} + Pa^{234}	3.10^{-9}
^{210}Po sol	2.10^{-10}	U naturel	10^{-11}
^{220}Po insoluble	3.10^{-11}	^{239}Pu soluble insoluble	6.10^{-13}
^{220}Tn + produits de filiation.	3.10^{-8}		
Mélange quelconque d'émetteurs β, γ (à l'exeption du ^{90}Sr)	3.10^{-10}	Mélange quelconque d'émetteurs α	2.10^{-12}

Ces quantités maximum admissibles de radio-élément n'ont pas d'intérêt pratique puisqu'on peut difficilement les mesurer, mais elles donnent une valeur de la toxicité relative des radio-éléments et l'on peut calculer à partir d'elles des normes de sécurité valables pour le milieu ambiant (*a*), pour la contamination des mains et des vêtements (*b*).

a) La mesure de l'activité de l'air des locaux de travail présente un grand intérêt :

— Elle rend généralement compte de la contamination des lieux du travail.

Sa mesure est indispensable dans les locaux où l'on utilise des radio-éléments naturels du fait des émanations produites.

— Elle donne la fraction de la dose reçue par irradiation interne (voir tableau VI, p. 279).

b) Doses maxima admissibles pour les téguments, les vêtements et les locaux de travail.

TABLEAU VII

DOSES MAXIMA ADMISSIBLES POUR LA CONTAMINATION DES SURFACES EN μC PAR CM².

Désignation des surfaces	*Classe* A *des radio-éléments*		*Autres radio-éléments* Émetteurs α ou β
	Émetteur α	Émetteur β	
Peau	5.10^{-6}	5.10^{-5}	5.10^{-5}
Vêtements	10^{-5}	10^{-4}	10^{-4}
Matériel et locaux...	10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}

La classe A comprend les radio-éléments les plus dangereux pour l'irradiation interne, ce sont :

$^{90}Sr + {}^{90}Y$, $^{210}Pb + {}^{210}Bi$, ^{210}Po, ^{211}At, ^{226}Ra + dérivés, ^{227}Ac, ^{239}Pu, ^{241}Am. ^{242}Cm.

III. — LES SOURCES DE RAYONNEMENTS ET LEUR PROTECTION

On peut diviser les sources de rayonnements en deux grandes catégories.

1° Les appareils producteurs de rayonnements : machines construites par l'homme, qu'il met en marche et fait fonctionner, dont on peut prévoir à l'avance les dispositifs de protection.

2° Les radio-éléments : une fois obtenus, l'homme ne peut plus intervenir dans l'émission de leurs rayonnements.

A. — LES APPAREILS PRODUCTEURS DE RAYONNEMENTS

I. — APPAREILS ACCÉLÉRATEURS D'ÉLECTRONS

a) ***Tubes à rayons X.*** — Voici pour des tubes les plus couramment utilisés (notamment en diagnostic médical) les doses d'exposition de la peau.

TABLEAU VIII

DOSE MOYENNE A LA SURFACE (CHAMP DIRECT) DANS DES « CONDITIONS NORMALES DE FONCTIONNEMENT » (1).

Tension du tube (pulsée en kv)	*Dose moyenne en r/mn pour de petits et grands champs avec les filtrations totales suivantes* (en mm d'Al équivalent)		
	1,5 mm Al	2 mm Al	3 mm Al
60	7	4,5	3
80	14	10	6
100	20	15	10

(1) Distance source-peau 35 cm, courant du tube 3 mA (cas de la radioscopie médicale).

TABLEAU IX

DOSE MOYENNE A LA SURFACE PAR CLICHÉ RADIOGRAPHIQUE (champ direct).

Organe	*Tension du tube*	*Dose en r*
Doigts et mains (sans écran)	40-50	0,06
Colonne vertébrale, latérale	70-85	1,8 à 3,5
— de face	65-75	1,6 à 2,5
Bassin	70-75	2 à 2,5
Poumons (à grande distance)	60-75	0,04 à 0,2
Estomac	75-90	1,5 à 3
Dents (à faible distance, sans écran)	50-60	3 à 5
Grossesse	85-95	3 à 6

REMARQUES. — Pour une radio de l'estomac il est souvent pris 10 clichés; la dose d'exposition est alors de 20 à 30 *r* pour la série. Ces irradiations sont heureusement localisées. Néanmoins, on voit que chez les travailleurs professionnellement exposés, il n'y a pas intérêt à multiplier les examens radiologiques si ceux-ci ne sont pas strictement nécessaires.

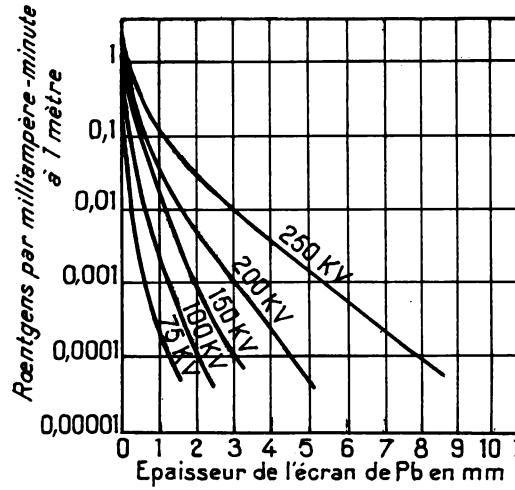


FIG. 1. — *Courbes d'atténuation des radiations.*

Atténuation dans le plomb de rayons X produits sous des potentiels de 75 à 250 kv maximum.

Ces courbes ont été obtenues avec un générateur demi-onde et un angle de 90° entre le faisceau d'électrons et l'axe du faisceau de rayons X.

Le filtre était de 3 mm d'Al pour les courbes de 150, 200 et 250 kv et de 0,5 mm d'Al pour les courbes de 75 à 180 kv maximum. (D'après C. B. BRAESTRUP, 1944).

Nous avons donné les tableaux précédents car des tubes analogues sont utilisés dans les domaines de la recherche et de la technique.

Voici encore l'ordre de grandeur des débits de dose obtenus à 1 mètre par minute et par milliampère, avec les tensions suivantes :

TABLEAU X

Tensions	*Débit en* $r.mn^{-1}.mA^{-1}$ à 1 *m.*
75	0,4
100	0,8
150	1
200	2,5
250	3

b) ***Autres appareils accélérateurs d'électrons*** (1). — Ce sont le plus souvent des appareils de recherche physique : bétatrons, accélérateurs linéaires, etc...

Ces appareils donnent des intensités de rayonnement bien supérieures aux tubes de rayons X. Dans le cas de certains accélérateurs linéaires on peut atteindre dans le faisceau la dose léthale en un temps de l'ordre de la seconde au moins.

Les appareils utilisant des électrons accélérés sont de loin les plus dangereux, car il est possible de produire assez facilement des flux intenses d'électrons.

II. — APPAREILS ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES LOURDES

Ces appareils (Van de Graaf, cyclotron, synchrocyclotron) produisent toujours un rayonnement complexe (du fait des réactions nucléaires provoquées ou simplement parasites) dans lequel il y a presque toujours des neutrons.

Certains accélérateurs sont d'ailleurs construits dans le but de produire des neutrons rapides (flux de neutrons de l'ordre de 10^9 neutrons s^{-1} dans les 4π).

Enfin, on connaît la grandeur des flux de neutrons donnés par les piles atomiques (10^{13} $cm^{-2}.$ s^{-1} au centre).

Avec la construction de puissants accélérateurs de particules la protection contre le rayonnement des neutrons dans les laboratoires acquiert de plus en plus d'importance.

(1) Il faut se méfier des rayons X parasites. Tout tube électronique fonctionnant à des potentiels supérieurs à 5 000 v doit être considéré comme une source possible de rayons X.

Voici un tableau indiquant l'énergie dissipée dans un tissu mou exposé aux neutrons rapides (1).

TABLEAU XI

DOSE ABSORBÉE APPROXIMATIVE REÇUE PAR UN TISSU MOU EXPOSÉ A 10^9 NEUTRONS, PAR CENTIMÈTRE CARRÉ.

Énergie des neutrons en Mev	0,9	2,44	2,88	4	25
Dose en rads (100 erg. g^{-1})	1,71	2,85	3,49	3,57	5,0

Éléments	H	C	N		O	
			Diffusé	Désintégration		
Contribution à la dose totale	92,5	3,1	0,2	0,5	3,7	%
Parcours maximum des particules (approximatif) ...	200	2	2	10	2	Microns

Dans le choix des écrans de protection, il faut distinguer les neutrons rapides des neutrons lents, les premiers sont ralentis par diffusion dans les matériaux légers, les seconds sont surtout absorbés par des éléments particuliers tels que le lithium, le cadmium, le bore.

Pour la protection d'appareils importants le prix de revient des matériaux joue un grand rôle, le matériau le plus utilisé est le béton dans lequel on peut incorporer à volonté des éléments divers suivant les nécessités des dispositifs de protection prévus.

EN CONCLUSION :

— les appareils producteurs de rayonnements offrent un danger d'irradiation externe très important,

— une protection efficace, permanente doit être prévue lors de la construction ou de l'installation de ces appareils.

(1) L. H. GRAY. Actions chimiques et biologiques des radiations, 1re série, Masson, éditeur, 1955.

B. — LES RADIO-ÉLÉMENTS

I. — SOURCES D'IRRADIATION EXTERNE

a) ***Émetteurs*** β ***et*** γ *:* Si l'on compare les débits de dose donnés par les appareils de rayons X à ceux produits par les radio-éléments, on voit qu'il faut des quantités importantes de corps radioactifs pour avoir des débits de dose comparables.

EXEMPLE. — Un tube de radioscopie débite à 35 cm de la source 15 roentgens par minute.

Un curie de radium débite à 35 cm de la source 0,11 roentgens par minute.

Mais étant donné que le rayonnement émis est incessant, il faut se garder de multiples petites sources mal protégées qui élèvent le niveau d'irradiation.

TABLEAU XII

COEFFICIENTS D'ÉMISSION SPÉCIFIQUE γ DE DIFFÉRENTS RADIO-ÉLÉMENTS (Débit de dose en roentgen par heure à 1 cm d'une source de 1 mC).

Radio-élément	*Débit de dose*
$Sodium^{24}$	18,9 r/h à 1 cm
$Cobalt^{60}$	13,5 r/h
$Iode^{131}$	2,25 r/h
$Césium^{137}$	6,5 r/h
$Tantale^{182}$	6 r/h
$Iridium^{192}$	5,05 r/h
Or^{198}	2,34 r/h
$Radium^{226}$	8,2 r/h

b) ***Sources de neutrons rapides*** (Ra-Be et Po-Be) *:* Leurs caractéristiques sont données dans la manipulation, XI-2, p. 237.

(Les doses reçues par un tissu exposé aux neutrons rapides sont données tableau XI, p. 284)

II. — SOURCES DE CONTAMINATION ET D'IRRADIATION INTERNE

Tous les radio-éléments sont des sources de contamination et d'irradiation interne (voir chap. 1).

Pour leur manipulation, l'exemple suivant montre l'importance des précautions à prendre :

soit un bécher contenant 10 cm^3 d'une solution d'un émetteur quelconque dont l'activité totale est de 1 mC.

Supposons que nous ayons à verser le liquide dans un autre récipient : si on estime que la contamination de la table ne doit pas dépasser dans le cas présent 10^{-3} μC pour 10 dm², on ne doit pas perdre au cours de l'opération plus d'un centième de mm³, ce qui, évidemment, est difficile à éviter. L'opération devrait être conduite avec une précision de 99,9999 %.

C. — CONSIGNES DE PROTECTION

I. — PROTECTION CONTRE L'IRRADIATION EXTERNE

On sait que pour réduire la dose de rayonnement absorbé deux facteurs importants interviennent.

— la réduction du temps d'exposition,

— la distance entre l'opérateur et la source.

TABLEAU XIII

ABSORPTION DES RAYONS X ET γ.

Coefficients d'absorption de divers matériaux à $\frac{\mu}{\rho}$ en cm²/g.

	Eau	*Aluminium*	*Béton*	*Fer*	*Plomb*
Densité τ	1	2,69	2,5	7,86	11,3
μ/ρ pour 10 KeV ...	4,72	2,34	24,6	169	84,6
— 20 KeV ...	0,736	3,26	3,34	25,2	71,8
— 100 KeV ...	0,171	0,169	0,169	0,370	5,46
— 500 KeV ...	0,097	0,084	0,087	0,084	0,152
— 1 000 KeV ...	0,070	0,061	0,063	0,060	0,070
— 2 000 KeV ...	0,049	0,043	0,045	0,042	0,045

TABLEAU XIV

ÉPAISSEUR DE DIVERS MATÉRIAUX RÉDUISANT AU $\frac{1}{10}$ DE SA VALEUR L'INTENSITÉ D'UN RAYONNEMENT γ.

Nature du rayonnement	*Eau*	*Aluminium*	*Fer*	*Plomb*
γ du ^{60}Co	43,2	51,5	51,7	46,5
γ du ^{137}Cs	29,0	34,7	34,7	23,7

Nota : l'épaisseur est exprimée en g/cm².

Pour le travail quotidien, la meilleure protection est assurée par les écrans absorbants ou la télémanipulation, c'est-à-dire par des dispositifs de protection permanents. (Tableaux XIII et XIV et fig. 2.)

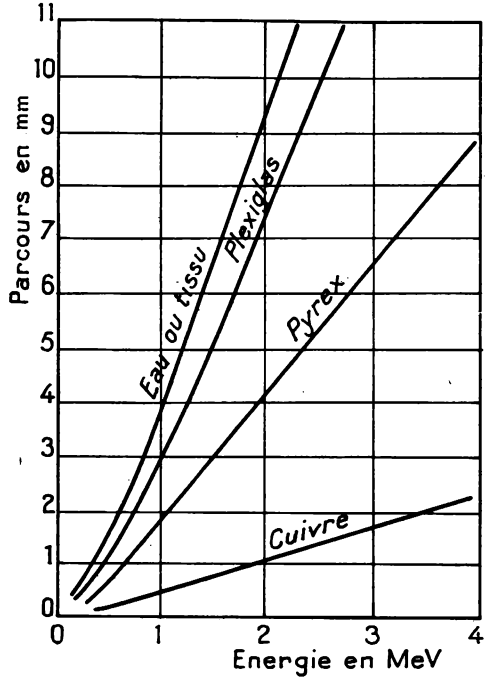


FIG. 2. — *Parcours des rayons β dans différentes substances*

II. — PROTECTION CONTRE LA CONTAMINATION ET L'IRRADIATION INTERNE

(Ces consignes sont impératives pour les manipulations d'ordre chimique.)

— Utilisation des boîtes à gants, de hottes ventilées.

— Nécessité du port de gants.

— Vérifier la contamination des mains, des vêtements après toute manipulation active.

— Éviter de se « torturer » les ongles et le pourtour des ongles. De petites excoriations péri-unguéales de la peau permettent au radio-élément de passer directement dans le sang.

— Ne pas fumer lors de manipulations actives.

— Et évidemment ne pas manger, ni boire, dans les locaux actifs.

D. — *MESURE DES SOURCES DE RAYONNEMENTS*

Il n'est pas dans le cadre de cet exposé de décrire les appareils de détection utilisés en radioprotection [1].

Pour connaître le risque réel d'irradiation encouru par le travailleur, 3 séries de mesures sont indispensables :

a) Mesure des doses reçues par le travailleur.

On utilise des appareils qui se comportent en intégrateurs, ce sont des dosimètres.

Sont employés le plus couramment :

— Les films photographiques.

— Les stylos électromètres.

REMARQUE. — Les procédés utilisés ne permettent de mesurer que l'irradiation externe à laquelle est soumis le travailleur, ils ne renseignent pas sur l'irradiation interne éventuelle.

b) Mesure des sources existant dans les locaux du travail.

Il faut connaître de façon précise la cartographie du rayonnement autour de sources connues, et s'efforcer de dépister les contaminations radioactives des lieux du travail.

Suivant la nature du rayonnement à détecter on utilise divers appareils : chambres d'ionisation, compteurs Geiger-Muller, compteurs à scintillation. Ces appareils fonctionnent en débit-mètres.

c) Mesure de la radioactivité de l'atmosphère :

Mesurée dans les locaux du travail, elle donne des renseignements essentiels sur le niveau d'irradiation interne de l'individu, sur sa contamination par inhalation.

Les appareils utilisés enregistrent la radioactivité d'aérosols concentrés par filtration (appareil du type « Babar »).

(1) Se rapporter à l'ouvrage de KAHAN et GAUZIT (*Contrôle et protection des réacteurs nucléaires*. Dunod éd.) et aux catalogues des constructeurs de ces types d'appareils.

IV. — UNITÉS UTILISÉES EN RADIO-PROTECTION

A. — LES BASES THÉORIQUES

I. — ÉNERGIE ABSORBÉE, DOSE ABSORBÉE, LE RAD

Tout effet radiobiologique est lié à l'absorption d'énergie radiante.

La grandeur directement liée à l'effet biologique est la quantité d'énergie absorbée. Et comme il est presque toujours nécessaire de rattacher la quantité d'énergie soit à l'espace soit à la masse, on parle plus de densité d'énergie que de quantité d'énergie.

On ne peut pas mesurer directement l'énergie absorbée dans les tissus. Par contre, si l'on connaît la composition du tissu ainsi que la qualité et la quantité du rayonnement auquel il est exposé, il est généralement possible d'estimer l'énergie totale absorbée par gramme de tissu à moins de 10 % près et souvent à moins de 5 % près.

Puisque l'erg et le gramme sont respectivement des unités d'énergie et de masse, l'erg par gramme représente l'unité physique naturelle d'énergie absorbée. Elle est cependant environ 100 fois plus petite que l'énergie absorbée correspondant à un roentgen, c'est pourquoi la Commission des Unités du Congrès International de Radiologie a jugé utile de définir une nouvelle unité le rad, qui est comparable en grandeur et en équivalence au roentgen.

Définition de la dose absorbée :

La dose absorbée de tout rayonnement ionisant est la quantité d'énergie cédée à la matière par les particules ionisantes, par unité de masse de substance irradiée.

Elle devra être exprimée en rads.

Définition du rad :

Le rad est l'unité de dose absorbée et est égale à 100 $erg.g^{-1}$.

REMARQUES. — La dose absorbée est une grandeur calculée et non mesurée (pour l'instant).

L'unité de dose absorbée exprime une densité d'énergie; elle est indépendante du système absorbant et de la nature du rayonnement.

II. — EFFICACITÉ BIOLOGIQUE RELATIVE DES DIVERS RAYONNEMENTS. LE REM

A quantité égale d'énergie absorbée, les divers rayonnements n'agissent pas de la même façon sur les fonctions cellulaires du fait de la différence de répartition spatiale des ionisations. Suivant la nature du rayonnement la même dose absorbée n'a pas la même efficacité biologique : R rads produits par une certaine radiation donnent une réponse biologique identique à celle produite par ηR rads d'une autre radiation.

VALEURS DE L'E.B.R. η POUR DIVERS RAYONNEMENTS

Rayons X et γ, électrons et rayons β de toute énergie	EBR = 1
Neutrons rapides et protons jusqu'à 10 Mev	EBR = 10
Émissions naturelles de particule α	EBR = 10
Noyaux lourds de recul	EBR = 20

Le concept d'EBR a une utilité limitée par ce que l'efficacité biologique dépend de nombreux facteurs, elle varie suivant la fonction biologique étudiée.

Définition du rem :

Le rem est la dose de rayonnement ionisant absorbé dont l'efficacité biologique est la même que celle d'un rad de rayons X *dont la perte d'énergie linéaire est de* 3 *kev/*μ *et le débit de dose d'environ* 10 *rads/mn.*

La dose en rem est égale à la dose en rad multipliée par l'EBR correspondante du rayonnement.

Cette unité a la même imprécision que l'EBR elle-même. C'est une unité conventionnelle. Son usage doit être restreint au domaine de la radio-protection où elle est commode car elle permet de définir la dose admissible d'irradiation pour l'organisme entier quel que soit le type de radiation auquel le sujet est exposé.

B. — UNITÉS DE MESURES-PHYSIQUES UTILISÉES EN RADIO-PROTECTION

I. — MESURE DE RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE

On mesure dans l'air l'ionisation produite par le rayonnement. L'air joue le rôle d'un milieu de référence dans lequel on peut

mesurer l'énergie dissipée par le rayonnement par l'intermédiaire des électrons secondaires produits.

Une telle mesure offre un gros intérêt pour le radiobiologiste du fait que le rapport d'absorption $\frac{\text{air}}{\text{tissu}}$ du rayonnement est constant (quelle que soit l'énergie des X ou des γ jusqu'à 1 MeV), elle permet d'en déduire l'énergie absorbée par le tissu lorsque celui-ci se trouve à la place du volume d'air dans lequel la mesure a été faite.

Il faut souligner que la mesure dans l'air est une mesure de la quantité de radiation qui se propage dans celui-ci en un point donné, c'est une mesure indépendante du système que l'on se propose d'irradier, c'est une mesure d'*exposition* au rayonnement.

L'unité de dose d'exposition aux radiations X ou γ est le roentgen (symbole *r*).

Définition du roentgen :

Le roentgen est la dose d'exposition telle que l'émission corpusculaire associée produit dans 0,001293 *g d'air des ions des* 2 *signes transportant une unité électrostatique de quantité d'électricité.*

Relations entre le roentgen, le rad et le rem :

Le roentgen est une unité rapportée à 1 cm^3 *d'air normal.*

Le rad est une unité rapportée à 1 *g de substance.*

L'énergie dissipée par un roentgen dans 1 *g d'air est égale à* 84 *ergs soit* 0,84 *rad.* (Voir actions chimiques des radiations p. 260.)

Dans le cas où l'on remplace le gramme d'air par un gramme de tissu mou, l'énergie dissipée dans ce tissu par un roentgen correspond à 0,97 rad.

Avec une erreur relative faible on peut estimer que :

Une dose d'exposition de 1 roentgen	Correspond à	Une dose absorbée dans un tissu mou de 1 rad
Une dose absorbée de 1 rad de rayons X	Correspond par définition à	Une dose EBR de 1 rem

La dose admissible exprimée par un certain nombre de rems correspond à une dose d'exposition aux rayons X exprimée par le même nombre de roentgens.

II. — UNITÉ DE MESURE DE QUANTITÉ DE RADIO-ÉLÉMENT

La quantité de radio-élément est évaluée par sa radioactivité.

Définition du curie :

Le curie est la quantité d'un radio-élément où se produisent $3{,}7 \cdot 10^{10}$ *désintégrations par seconde.*

REMARQUE. — C'est une unité indépendante du radio-élément et du rayonnement émis lors de la désintégration.

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages généraux :

a) A. Lacassagne et G. Gricouroff :
Actions des radiations ionisantes sur l'organisme, Masson, éditeur, Paris, 1956.

b) P. Genaud :
La protection contre les radio-éléments, Dunod, éditeur, Paris, 1951.

c) R. Schubert et R. Lapp :
Le grand danger des radiations, Payot, éditeur, Paris, 1958.

d) T. Kahan et M. Gauzit :
La protection des réacteurs nucléaires, Dunod, éditeur, Paris, 1957.

Pour les normes de sécurité, consulter :

1. Recommandations de la Commission Internationale de Protection contre les Radiations. *Supplément au Journal de Radiologie et d'électrologie.* Tome 36, n° 10 *bis*. Masson éditeur.

2. Recommandations générales relatives à la protection contre les radiations ionisantes. (Circulaire du 3 juin 1957 du Ministre de la Santé publique. *Journal officiel* du 11 juillet 1957.)

3. *Handbooks of the National Bureau of Standards.* U.S. Departement of Commerce, n^{os} 42, 50, 51, 52, 54, 55, 59, 60, 62.

APPENDICE II

CONSTANTES
ET
SYSTÉMES D'UNITÈS

CONSTANTES ET SYSTÈMES D'UNITÉS

EN MÉCANIQUE

G_0 = constante de gravitation ou constante de Newton.
h = constante de Planck ($\hbar$ = constante de Planck rationalisée).
c^2 = constante d'Einstein — carré de la vitesse de la lumière.

ELECTRICITÉ

ε_0 = constante de l'électrostatique rationalisée.
μ_0' = constante de l'électrocinétique rationalisée.
relation $\varepsilon_0 \mu_0' c^2 = 1$.

Deux autres constantes ont été introduites pour définir la charge électrique Q et la température T. $W = JQ$ et $W = kT$.

J est la constante de joule telle que 1 calorie $= \frac{1}{860}$ kWh.

k est la constante de Boltzmann telle que la température en degrés Kelvin du point triple de l'eau soit de 273,15 °K.

SYSTÈME D'UNITÉ MKSA

Longueur : mètre, masse : kilogramme, temps : seconde, intensité de courant : ampère.

La valeur de μ_0' est $4\pi . 10^{-7}$ dans le système MKSA.

CONSTANTES FONDAMENTALES

$c = 2{,}9979$	$10^{8}\ m\ s^{-1}$	célérité de la lumière.
$e = 1{,}6021$	10^{-19} Coulomb.	charge élémentaire.
$h = 6{,}6253$	10^{-34} J s	constante de Planck.
$\hbar = 1{,}0545$	10^{-34} J s rad^{-1}	
$k = 1{,}3805$	10^{-23} J(°K)$^{-1}$	constante de Boltzmann.
$m_0 = 9{,}1085$	10^{-31} kg	masse au repos du négaton.
$\mu_B = 9{,}2732$	10^{-24} JT^{-1}	moment magnétique du Bohr.
$\mu_e = 9{,}2839$	10^{-24} JT^{-1}	— — de l'électron.
$\mu_n = 5{,}0504$	10^{-27} JT^{-1}	moment magnétique nucléaire.
$m_p = 1{,}67242$	10^{-27} kg	masse au repos du proton.
$m_n = 1{,}67473$	10^{-27} kg	masse au repos du neutron.
$\mathfrak{N} = 6{,}0248$	10^{23} mol^{-1} kg^{-1}	constante d'Avogadro.
$F = 9{,}6521$	10^{7} mol^{-1} kg^{-1}	constante de Faraday.
$M_H = 1{,}008144$		masse atomique de l'hydrogène.
$M_p = 1{,}007595$		masse atomique du proton.
$M_n = 1{,}008983$		— — du neutron.
$M_e = 5{,}48762$	10^{-4}	— — de l'électron.
$\gamma_p = 2{,}67523$	10^{8} rad s^{-1} T^{-1}	rapport gyromagnétique du proton.
$r_0 = \dfrac{\hbar^2}{\mu_0 c^2 m_0 e^2}$	5,29173 $10^{-11}\ m$	premier rayon de l'orbite de Bohr.
$\dfrac{1}{\alpha} = \dfrac{\hbar}{c\mu_0 e^2}$	137,037	constante de structure fine.
$\gamma = \mu_0 \dfrac{e^2}{m_0}$	2,81 785 $10^{-15}\ m$	rayon classique de l'électron.

RELATION ENTRE L'ÉNERGIE AU REPOS D'UNE PARTICULE, SON ÉNERGIE CINÉTIQUE ET SA QUANTITÉ DE MOUVEMENT

E_0 énergie au repos,
E_c énergie cinétique,
P quantité de mouvement,
cP s'exprime en même unité que E_0; E_c.

$$E_c = E_0\left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right] = E_0\eta \qquad \begin{cases} \beta = \dfrac{v}{c} \\ \eta = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \end{cases}$$

$$cP = c\frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = c^2 m_0 \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad E_0\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$E_c = E_0\left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right] \qquad \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E_c + E_0}{E_0}$$

$$cP = E_0\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \beta = \frac{\sqrt{E_c(E_c + 2E_0)}}{E_c + E_0}$$

$$cP = \sqrt{E_c(E_c + 2E_0)}.$$

Dans cette formule on peut exprimer cP, E_c, E_0 avec la même unité : soit unité de masse, soit unité d'énergie, soit unité d'électron-tension, soit en unité de masse atomique.

$$\frac{cP}{E_0} = \sqrt{\frac{E_c}{E_0}\left(2 + \frac{E_c}{E_0}\right)} = \sqrt{\frac{2E_c}{E_0}\left(1 + \frac{E_c}{2E_0}\right)},$$

$$\frac{cP}{E_0} \approx \sqrt{\frac{2E_c}{E_0}} \qquad \left\{1 + \frac{E_c}{4E_0} - \frac{1}{16}\left(\frac{E_c}{E_0}\right)^2 \cdots\right\},$$

$$\frac{E_c}{E_0} = \frac{1}{10} \qquad \left\{1 + \frac{1}{40} - \frac{1}{1\,600} \cdots\right\},$$

$$\frac{E_c}{E_0} = \frac{1}{5} \qquad \left\{1 + \frac{1}{20} - \frac{1}{400} + \cdots\right\}.$$

Électron

$$E_0 = 0{,}511 \text{ MeV},$$

$$E_c = \frac{1}{10}E_0 = 0{,}051 \text{ MeV},$$

$$E_c = \frac{1}{5}E_0 = 0{,}102 \text{ MeV}.$$

FORMULES DE BASE

$f = G_0 \frac{mm'}{r^2}$ Loi de NEWTON.

$W = h\nu$ Formule de PLANCK.

$W = \hbar\omega$ Formule de PLANCK rationalisée.

$W = Ym = c^2 m$ Formule d'EINSTEIN.

$\lambda = \frac{h}{p}$ Formule de DE BROGLIE.
λ longueur d'onde de DE BROGLIE associée à la quantité de mouvement.

$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p}$ Formule de DE BROGLIE rationalisée
$\lambda\!\!\!^{-}$ longueur d'onde de DE BROGLIE rationalisée.

$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ longueur d'onde de COMPTON associée à une particule, dont la masse au repos est m_0.

$\frac{1}{\lambda}$ nombre d'onde associé à la longueur d'onde.

$\vec{f} = \vec{qh}\ \ \vec{h} = \frac{\vec{qr}}{K_0 r^3}$ formule de COULOMB

$\vec{f} = \vec{qv} \wedge \vec{B},\ \vec{B} = \mu_0 \frac{\vec{qv} \wedge \vec{r}}{r^3}$ formule de LAPLACE.

FORMATION ET RECOMBINAISON DES IONS

Soit q le nombre de paires d'ions formées dans chaque unité de volume et pour chaque unité de temps.

Soit n la concentration en volume des paires d'ions à l'instant t.

α coefficient de recombinaison des ions.

$$\frac{dn}{dt} + \alpha n^2 = q,$$

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \frac{Ae^{2\sqrt{\alpha q}\, t} - 1}{Ae^{2\sqrt{\alpha q}\, t} + 1} \qquad \text{avec} \qquad A = \frac{1 + \sqrt{\frac{\alpha}{q}}\, n_0}{1 - \sqrt{\frac{\alpha}{q}}\, n_0},$$

n_0 étant la concentration initiale.

TRANSFORMATIONS DES GRANDEURS ÉNERGÉTIQUES

	Energie	*Masse*	*Chaleur*	*Electron tension*	*Fréquence*	*Pulsation*	*Masse atomique*	*Molécule température*	*Nombres d'ondes*
Énergie	1	$\frac{1}{c^2}$	$\frac{1}{\mathrm{J}}$	$\frac{1}{e}$	$\frac{1}{h}$	$\frac{1}{\hbar}$	$\frac{\mathfrak{M}}{c^2}$	$\frac{1}{k}$	$\frac{1}{hc}$
Masse	c^2	1	$\frac{c^2}{\mathrm{J}}$	$\frac{c^2}{e}$	$\frac{c^2}{h}$	$\frac{c^2}{\hbar}$	$\mathfrak{M}$	$\frac{c^2}{k}$	$\frac{c}{h}$
Chaleur	J	$\frac{\mathrm{J}}{c^2}$	1	$\frac{\mathrm{J}}{e}$	$\frac{\mathrm{J}}{h}$	$\frac{\mathrm{J}}{\hbar}$	$\frac{\mathrm{J}\mathfrak{M}}{c^2}$	$\frac{\mathrm{J}}{k}$	$\frac{\mathrm{J}}{hc}$
Electron-tension	e	$\frac{e}{c^2}$	$\frac{e}{\mathrm{J}}$	1	$\frac{e}{h}$	$\frac{e}{\hbar}$	$\frac{\mathfrak{M}e}{c^2} = \frac{\mathrm{J}}{c^2}$	$\frac{e}{k}$	$\frac{e}{hc}$
Fréquence	h	$\frac{h}{c^2}$	$\frac{h}{\mathrm{J}}$	$\frac{h}{e}$	1	2π	$\frac{h\mathfrak{M}}{c^2}$	$\frac{h}{k}$	$\frac{1}{c}$
Pulsation	h	$\frac{\hbar}{c^2}$	$\frac{\hbar}{\mathrm{J}}$	$\frac{\hbar}{e}$	$\frac{1}{2\pi}$	1	$\frac{\hbar\mathfrak{M}}{c^2}$	$\frac{\hbar}{k}$	$\frac{1}{2\pi c}$
Masse atomique	$\frac{c^2}{\mathfrak{M}}$	$\frac{1}{\mathfrak{M}}$	$\frac{c^2}{\mathrm{J}\mathfrak{M}}$	$\frac{c^2}{\mathrm{F}}$	$\frac{c^2}{\mathfrak{M}h}$	$\frac{c^2}{\mathfrak{M}\hbar}$	1	$\frac{c^2}{\mathrm{R}}$	$\frac{c}{h\mathfrak{M}}$
Molécule température	k	$\frac{k}{c^2}$	$\frac{k}{\mathrm{J}}$	$\frac{k}{e}$	$\frac{k}{h}$	$\frac{k}{\hbar}$	$\frac{\mathrm{R}}{c^2}$	1	$\frac{k}{hc}$
Nombre d'ondes	hc	$\frac{h}{c}$	$\frac{hc}{\mathrm{J}}$	$\frac{hc}{e}$	c	$2\pi c$	$\frac{h\mathfrak{M}}{c}$	$\frac{hc}{k}$	1

TRANSFORMATIONS

Un ↓ *vaut* →	*Erg*	*Gramme*	*Calorie*	*Electron volt*
Erg	1	$1{,}112 . 10^{-21}$	$2{,}39 . 10^{-8}$	$6{,}24 . 10^{11}$
Gramme	$8{,}99\ 10^{20}$	1	$2{,}148 . 10^{13}$	$5{,}610 . 10^{32}$
Calorie	$4{,}184 . 10^{7}$	$4{,}655 . 10^{-14}$	1	$2{,}61 . 10^{19}$
Électron volt	$1{,}602 . 10^{-12}$	$1{,}783 . 10^{-33}$	$3{,}830 . 10^{-20}$	1
Hertz	$4{,}15 . 10^{-26}$	$4{,}64 . 10^{-47}$	$9{,}94 . 10^{-34}$	$2{,}59 . 10^{-14}$
Rad s^{-1}	$6{,}625 . 10^{-27}$	$7{,}37 . 10^{-48}$	$1{,}584 . 10^{-34}$	$4{,}135 . 10^{-15}$
Unité de masse atomique	$1{,}492 . 10^{-3}$	$1{,}660 . 10^{-24}$	$3{,}565 . 10^{-11}$	$9{,}31 . 10^{8}$
1 molécule degré Kelvin	$1{,}380 . 10^{-16}$	$1{,}536 . 10^{-37}$	$3{,}299 . 10^{-24}$	$8{,}62 . 10^{-5}$
Nombre d'ondes en cm^{-1}	$1{,}246 . 10^{-15}$	$1{,}386 . 10^{-36}$	$2{,}975 . 10^{-23}$	$7{,}77 . 10^{-4}$

DES GRANDEURS ÉNERGÉTIQUES

Hertz	*Rad* s^{-1}	*Unité de masse atomique*	1 *Molécule degré Kelvin*	*Nombre d'ondes* en cm^{-1}
$2{,}4 . 10^{25}$	$1{,}509 . 10^{26}$	$6{,}70 . 10^{2}$	$7{,}24 . 10^{15}$	$8{,}03 . 10^{14}$
$2{,}155 . 10^{46}$	$1{,}375 . 10^{47}$	$6{,}02 . 10^{23}$	$6{,}51 . 10^{36}$	$7{,}22 . 10^{35}$
$1{,}006 . 10^{33}$	$6{,}315 . 10^{33}$	$2{,}805 . 10^{10}$	$3{,}031 . 10^{23}$	$3{,}36 . 10^{22}$
$3{,}85 . 10^{13}$	$2{,}418 . 10^{14}$	$1{,}074 . 10^{-9}$	$1{,}161 . 10^{4}$	$1{,}286 . 10^{3}$
1	6,28	$2{,}76 . 10^{-23}$	$3{,}00 . 10^{-10}$	$3{,}336 . 10^{-11}$
0,159	1	$4{,}441 . 10^{-24}$	$4{,}800 . 10^{-11}$	$5{,}315 . 10^{-12}$
$3{,}55 . 10^{22}$	$2{,}252 . 10^{23}$	1	$1{,}080 . 10^{13}$	$1{,}197 . 10^{12}$
$3{,}31 . 10^{9}$	$2{,}084 . 10^{10}$	$9{,}25 . 10^{-14}$	1	11,08
$2{,}998 . 10^{10}$	$1{,}881 . 10^{11}$	$8{,}35 . 10^{-13}$	9,03	1

CLASSIFICATION PÉRIODIQUE DES CORPS

	GROUPE I		GROUPE II		GROUPE III		GROUPE IV		GROUPE V	
	a	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*
0										
1	1 H **Hydrogène** 1,0080									
2	3 Li **Lithium** 6,940		4 Be **Beryllium** 9,013		5 B **Bore** 10,82		Y 6 C **Carbone** 12,010		7 N **Azote** 14,008	
3	11 Na **Sodium** 22,997		12 Mg **Magnésium** 24,32		13 Al **Aluminium** 26,97		14 Si **Sillicium** 28,09		15 P **Phosphore** 30,974	
4	19 K **Potassium** 39,100	29 Cu **Cuivre** 63,542	20 Ca **Calcium** 40,08	30 Zn **Zinc** 65,377	21 Sc **Scandium** 44,96	31 Ga **Gallium** 69,72	22 Ti **Titane** 47,90	32 Ge **Germanium** 72,60	23 V **Vanadium** 50,95	33 As **Arsenic** 74,91
5	37 Rb **Rubidium** 85,48	47 Ag **Argent** 107,880	38 Sr **Strontium** 87,63	48 Cd **Cadmium** 112,41	39 Y **Yttrium** 88,92	49 In **Indium** 114,76	40 Zr **Zirconium** 91,22	50 Sn **Étain** 118,70	41 Nb **Niobium** 92,91	51 Sb **Antimoine** 121,76
6	55 Cs **Césium** 132,91	79 Au **Or** 197,2	56 Ba **Baryum** 137,36	80 Hg **Mercure** 200,61	57 La. 71 Lu **Lanthanides**	81 Tl **Thallium** 204,39	72 Hf **Hafnium** 178,6	82 Pb **Plomb** 207,21	73 Ta **Tantale** 180,88	83 Bi **Bismuth** 209,00
7	87 Fr **Francium** 221		88 Ra **Radium** 226,05		89 Ac **Actinium** 227		90 Th **Thorium** 232,12		91 Pa **Protactinium** 231	
					96 Cm. 102 No **Curides**					

SIMPLES OU ÉLÉMENTS CHIMIQUES

GROUPE VI a	GROUPE VI b	GROUPE VII a	GROUPE VII b	GROUPE VIII			GROUPE O	
							0 Nn **Neutron** 1,0088	0
							2 He **Hélium** 4,003	1
	8 O **Oxygène** 16		9 F **Fluor** 19,00				10 Ne **Néon** 20,183	2
	16 S **Soufre** 32,066		17 Cl **Chlore** 35,457				18 A **Argon** 39,944	3
24 Cr **Chrome** 52,01		25 Mn **Manganèse** 54,93		26 Fe **Fer** 55,85	27 Co **Cobalt** 58,94	28 Ni **Nickel** 58,69		4
	34 Se **Sélénium** 78,96		35 Br **Brome** 79,916				36 Kr **Krypton** 83,80	
42 Mo **Molybdène** 95,95		43 Tc **Technécium** 98,91		44 Ru **Ruthénium** 101,7	45 Rh **Rhodium** 102,91	46 Pd **Palladium** 106,7		5
	52 Te **Tellure** 127,61		53 I **Iode** 126,91				54 Xe **Xénon** 131,3	
74 W **Tungstène** 183,92		75 Re **Rhénium** 186,31		76 Os **Osmium** 190,2	77 Ir **Iridium** 193,1	78 Pt **Platine** 195,23		6
	84 Po **Polonium** 210		85 At **Astate** 210				86 Rn **Radon** 222	
92 U . 95 Am **Uranides**								7

Lanthanides, Uranides, Curides : voir p. 306-307.

Lanthanides.

57 La **Lanthane** 138,92	58 Ce **Cérium** 140,13	59 Pr **Praséodyme** 140,92	60 Nd **Néodyme** 144,27	61 Pm **Prométhéum** 145	62 Sm **Samarium** 150,43	63 Eu **Europium** 152,0

Uranides.

92 U **Uranium** 238,07	93 Np **Neptunium** 237	94 Pu **Plutonium** 244	95 Am **Américium** 243

64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
Gadolinium	**Terbium**	**Dysprosium**	**Holmium**	**Erbium**	**Thulium**	**Ytterbium**	**Lutécium**
156,9	159,2	162,46	164,94	167,2	169,4	173,04	175,0

Curides.

96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	
Curium	**Berkelium**	**Californium**	**Einsteinium**	**Fermium**	**Mendélévium**	**Nobélium**	103
248	247	249	254	255	256	254	

PROBLÈMES

PROBLÈME N° I

1° Donner pour les différentes orbites circulaires d'un atome de Bohr dont le noyau central a une masse grande devant celle du négaton périphérique et une charge e, les rayons, vitesses, moment magnétique, moment cinétique de négaton périphérique.

Faire le calcul pour la 1re orbite et donner les valeurs pour les autres orbites en fonction de celles de la première.

Données : h, c, m_0.

2° Calculer le champ électrique et le champ d'induction magnétique produit par le proton central sur la première orbite. Données : h, c, m_0, moment magnétique propre du proton.

3° Calculer les fréquences de Larmor pour le proton et le négaton dans des champs d'inductions magnétiques de 10^{-4}, 10^{-2} et 1 Weber par m^2 (Tesla).

Données : m_0 (proton et négaton) moments magnétiques du proton et du négaton ainsi que leur spin.

4° L'énergie du photon dans la réaction

$$^{127}\mathrm{I}(n, \gamma) \quad ^{128}\mathrm{I} \text{ est de } 6{,}74 \text{ MeV.}$$

Calculer l'énergie et la vitesse de l'atome de recul produit lors de cette réaction.

Évaluer l'énergie en molécule degré.

5° L'atome $^{38}_{17}\mathrm{Cl}$ émet un rayon β^- dont l'énergie maximale est de 4,9 MeV. Calculer la vitesse et l'énergie de l'atome de recul.

6° L'atome $^{17}_{7}\mathrm{N}$ de période $T = 4{,}1$ sec émet des rayons β^- d'énergie maximale 3,7 MeV et des atomes $^{16}_{8}\mathrm{O}$ dont l'énergie de recul est de 0,07 MeV.

En admettant que le mécanisme de la transformation est :

$$^{17}\mathrm{N} = \beta^- + {}^{17}\mathrm{O}^*$$
$$^{17}\mathrm{O}^* = {}^{1}_{0}n + {}^{16}\mathrm{O}.$$

a) Calculer la masse de $^{17}\mathrm{N}$.

b) Calculer l'énergie maximale des rayons β^- qui seraient émis lors de a transmutation.

$$^{17}\mathrm{N} = {}^{17}\mathrm{O}^* + \beta^-.$$

c) Calculer l'énergie des γ émis lors de la réaction

$$^{17}\mathrm{O}^* = {}^{17}\mathrm{O} + \gamma.$$

On négligera l'énergie de recul β étant donnée la faible précision des mesures

$$^{17}O = 17{,}00453$$
$$^{16}O = 16{,}00000$$
$$^{0}_{1}n = 1{,}00894$$

7° L'atome $^{239}_{94}Pu$ émet des rayons α dont l'énergie est de 5,147 MeV. Calculer la différence de masse en U.M.A. entre les atomes $^{239}_{94}Pu$ et $^{235}_{92}U$.

$$^{4}_{2}He = 4{,}00388.$$

8° Une ionisation constante et uniforme étant établie entre deux plateaux d'un condensateur, le courant d'ionisation de saturation est i.

a) Déterminer le nombre des ions de chaque signe produit chaque seconde dans un volume de 1 cm³.

b) Calculer le nombre des ions présents dans chaque cm³ lorsque l'état de régime est établi entre la production et la recombinaison (la diffusion étant négligeable.)

c) Quel est le temps nécessaire pour que la concentration de régime soit établie à 1 % près :

Faire les calculs pour $i = 10^{-14}$ A.

Dimensions des plateaux du condensateur: un cercle de diamètre 10 cm, intervalle 5 cm.

$$e = 1{,}6 \times 10^{-19} \text{ C.}$$

Coefficient de recombinaison des ions $\alpha = 1{,}6.10^{-6}$ CGS.

Réponses du problème n° 1.
(*Orbites de Bohr*).

1°
$$r_1 = 5{,}3.10^{-11}\ m$$
$$v_1 = 2{,}19.10^{6}\ m/s^{-1}$$
$$\mu_1 = 9{,}27.10^{-24}\ \text{J T}^{-1}$$
$$\text{R}_1 = 1{,}05.10^{-34}\ \text{J s rad}^{-1}$$
$$r_n = n^2 r_1$$
$$v_n = \frac{1}{n} v_1$$
$$\mu_n = n\mu_1$$
$$\text{R}_n = n\text{R}_1$$

2°
$$\text{E} = 5{,}14.10^{11}\ \text{Vm}^{-1}$$
$$\text{B} = 0$$

3°

B (Tesla)	(proton) H_2	v négaton (H_2)
10^{-4}	$4{,}26.10^{3}$	$2{,}80.10^{6}$
10^{-2}	$4{,}26.10^{5}$	$2{,}80.10^{8}$
1	$4{,}26.10^{7}$	$2{,}80.10^{10}$

4°
$$v = 1{,}7\ 10^{4}\ \text{m s}^{-1}$$
$$\text{E}_r = 1{,}905.10^{-4}\ \text{MeV} = 2{,}21.10^{6}\ \text{mol degré.}$$

5°
$$v = 4{,}56.10^{4}\ \text{m s}^{-1}$$
$$\text{E}_r = 4{,}1.10^{-4}\ \text{MeV.}$$

6°
a) 17,0139
b) $\text{E}_\beta = 8{,}52$ MeV
c) $\text{E}_\gamma = 4{,}82$ MeV.

7° 4,00950.

8° *a*) 160 paires ions cm^{-3} s^{-1},
b) 10^4 paires ions cm^{-3},
b) $t > 165$ s.

PROBLÈME N° 2

Une chambre d'ionisation est formée par un condensateur plan, d'épaisseur $d = 5$ cm et de surface $S = 400$ cm^2. Une préparation de Polonium de 10 millicuries est placée sur un plateau.

En admettant que l'ionisation est uniforme dans le volume de la chambre, calculer la résistance équivalente à cette chambre d'ionisation, quand aucune différence de potentiel n'est appliquée entre ses armatures.

On néglige la diffusion des ions.

Données : nombre de paires d'ions produits dans le condensateur par particule α : $1{,}5 . 10^5$.

Coefficient de recombinaison des ions $\alpha = 1{,}6 . 10^{-6}$ CGS.

Mobilité des ions positifs 1,6 cm s^{-1} pour un champ électrique de 1 volt cm^{-1}.

Mobilité des ions négatifs 1,8 cm s^{-1} pour un champ électrique de 1 volt cm^{-1}.

$e = 1{,}6 . 10^{-19}$ C.

PROBLÈME N° 3

On possède du Radium D pur provenant de la destruction complète de 2 curies de radon.

1° Calculer la quantité de Radium D — exprimée en curies — présente initialement.

2° Calculer la quantité de Polonium (exprimée en curies) formée au bout de 140 jours.

3° On place ce radium D dans un microcalorimètre équivalent à 1 g d'aluminium.

Calculer au bout de ce temps, l'élévation de température par minute du calorimètre, en ne tenant compte que de l'énergie des rayons α du polonium.

(On négligera la décroissance du Ra D ainsi que la formation intermédiaire du Ra E.)

— Période du Radium : 1 590 ans,
— Période du Radon : 3,82 jours,
— Période du Ra D : 22 ans,
— Période du Po : 140 jours,
— Énergie des rayons α du Polonium 5,3 MeV,
— Équivalent mécanique de la chaleur 4,18 joules pour une calorie gramme.
— Chaleur spécifique de l'aluminium 0,2 calorie gramme pour chaque gramme.
— $e = 4{,}8 \quad 10^{-10}$ U.E.S. $N = 6{,}02 . 10^{23}$ pour une molécule gramme.

RÉPONSES.

1° 9,6 mc

2° 4,8 mc

3° $1{,}08 . 10^{-6}$ degré *c*.

PROBLÈME N° 4

Une ampoule de volume 5 mm^3 contient 0,33 millicurie de radon à 15 °C.

1° Calculer la masse du radon et sa pression partielle.

2° Cette ampoule, soumise à un flux F de neutrons thermiques, donne naissance, après capture radiative d'un neutron par le radon, à un radioélément qui par filiations successives aboutit à de l'actinium X. Écrire les réactions qui conduisent à l'actinium X en précisant les transformations, les nombres de masse.

3° En négligeant les périodes des radioéléments intermédiaires, écrire en fonction du temps l'évolution de la quantité d'actinium X formée dans le radon pendant l'irradiation.

4° Après 10 jours d'irradiation, l'actinium X formé se transforme à raison de 2 460 désintégrations par minute. Calculer la quantité d'actinium X, exprimée en curie, présente et la section efficace de capture du neutron par le radon.

— Période du Radium : 1 610 ans,
— Période du Radon : 3,82 jours,
— Période de l'actinium X : 11,2 jours,
— Constante des gaz : $8{,}32 . 10^7$ C.G.S.
— $F = 4{,}8 . 10^{13}$ neutrons chaque seconde et pour chaque cm^2.

PROBLÈME N° 5

L'analyse de la couche superficielle des sédiments marins d'une mer profonde donne une concentration d'uranium de $3 . 10^{-6}$ g pour chaque gramme.

1° Calculer les quantités d'ionium et de radium qui seraient en équilibre radioactif avec cet uranium.

2° L'analyse complète de cette couche de sédiments donne

Ionium $14 . 10^{-10}$ g pour chaque gramme,
Radium $2 . 10^{-11}$ g pour chaque gramme.

En admettant qu'il n'y ait aucune migration de radioéléments, indiquer qualitativement à l'aide d'une courbe comment variera en fonction du temps la concentration du radium dans la couche de sédiments analysés.

3° Calculer l'âge qu'aura cette couche de désiments lorsque sa teneur en radium sera devenue égale à $2 . 10^{-11}$ pour chaque gramme, valeur initiale.

4° En admettant que la vitesse de dépôts des sédiments soit constante, indiquez comment variera la concentration du radium en fonction de la distance à la couche superficielle.

5° Sachant que dans ces sédiments la concentration du radium est maximum à 10 mn au-dessous de la couche superficielle, calculer à quelle profondeur se trouvera la couche dont la concentration en radium est de $2 . 10^{-11}$ g au gramme.

On négligera dans tous les calculs la décroissance de l'uranium.

— Période du Radium : $1,6 . 10^3$ *a*,
— Période de l'Ionium : $8 . 10^4$ *a*,
— Période de l'Uranium : $4,5 . 10^9$ *a*.

PROBLÈME N° 6

On possède une masse de 1 mg de mésothorium en équilibre radioactif avec tous ses descendants.

Calculer la masse de Radiothorium et de Thorium X présente.

On extrait le radiothorium et on demande la quantité de radiothorium et de thorium X, présente à nouveau au bout de 1 h et de 1 an, que l'on exprimera en gramme et en curie.

On négligera la formation intermédiaire de mésothorium 2 et la période du thorium X devant celle du radiothorium.

— Période du M Th 1 : 6,7 ans,
— Période du radiothorium : 1,9 ans,
— Période du thorium X : 3,64 jours,
— Nombre de masse du mésothorium 1 : 228.
— Nombre d'Avogadro $6,02 . 10^{23}$ atomes pour chaque atome gramme.

PROBLÈME N° 7

Le plutonium, $^{239}_{94}$Pu, émet des rayons α d'énergie 5,15 MeV.

1° Calculer la différence de masse, exprimée en unités de masse atomique entre cet atome et son descendant.

2° On place une sphère métallique de 120 g de plutonium pur dans un calorimètre à azote liquide. Calculer la masse d'azote gazeux qui se dégage par minute.

3° Calculer les quantités, exprimées en grammes et en curies, d'actino-uranium, $^{235}_{92}$U, et de protactinium, $^{231}_{91}$Pa, formées en un an dans ce plutonium.

— Nombre d'Avogadro : $6,025 . 10^{23}$ par molécule gramme.
— Constante de Faraday : $9,651 . 10^4$ par valence gramme.
— Chaleur de vaporisation de l'azote liquide : 47 calories par molécule gramme; 1 calorie = 4,18 joules.

$^{16}_{8}O = 16,00000$ $^{4}_{7}He = 4,00386$ $N = 14$

— Période du Radium : $1,59 . 10^3$ ans
— Période du Plutonium : $2,4 . 10^4$ ans
— Période de l'Actino-uranium : $7,13 . 10^8$ ans
— Période du Protactinium : $3,2 . 10^4$ ans.

RÉPONSES.

1) 4,00949

2) 5,2 g

3) Ac U $3{,}4 \cdot 10^{-3}$ g $7{,}3 \cdot 10^{-3}$ microcuries; Pa $1{,}63 \cdot 10^{-12}$ g $7{,}9' \, 10^{-8}$ microcuries.

PROBLÈME N° 8

Le plutonium 239 donne naissance à la famille radioactive de l'actino-uranium suivant la transmutation :

$$^{239}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{\alpha} {}^{235}_{92}\text{Ac U} \xrightarrow{\alpha}.$$

1° Calculer la différence de masse exprimée en unités de masse nucléaire entre les atomes $^{239}_{94}$Pu et $^{235}_{92}$Ac U sachant que l'énergie des rayons α émis par le plutonium est de 5,14 MeV.

2° Calculer la masse exprimée en grammes de 100 microcuries de plutonium 239.

3° Calculer la masse exprimée en grammes et la quantité exprimée en curies d'actino-uranium accumulées en un an dans 100 microcuries de plutonium 239.

4° Une cible d'uranium métal de 1 mm d'épaisseur formant un carré de 50 mm de côté est irradié par les neutrons lents provenant d'une pile émettant 10^{10} neutrons par cm² et par seconde.

Calculer la quantité de $^{239}_{94}$Pu formée en un an, connaissant la section efficace de capture des neutrons lents par l'uranium 238.

Le plutonium 239 se forme dans l'uranium suivant les réactions :

$$\begin{aligned} {}^{238}_{92}\text{U} + n &= \gamma + {}^{239}_{92}\text{U} \\ {}^{239}_{92}\text{U} &= \beta^- + {}^{239}_{93}\text{Np} \\ {}^{239}_{93}\text{Np} &= \beta^- + {}^{239}_{94}\text{Pu} \end{aligned}$$

DONNÉES NUMÉRIQUES :

— Masse atomique de l'hélium : 4,00386.

— Nombre d'Avogadro : $N = 6{,}03 \cdot 10^{23}$ atomes pour chaque atome gramme.

— Constante de Faraday : $F = 9{,}65 \cdot 10^4$ Coulombs pour un équivalent gramme.

— Période du radium : $1{,}6 \cdot 10^3$ ans.

— — de $^{239}_{94}$Pu : $2{,}4 \cdot 10^4$ ans

— — de $^{235}_{92}$Ac U : $8{,}5 \cdot 10^8$ ans

— Période de $^{239}_{92}$U : 23 mn

— de $^{239}_{93}$Np : 2,3 jours.

— Densité de l'uranium métal 18 g au cm³. Section efficace de capture des neutrons lents par l'uranium 238, $\sigma = 2 \cdot 10^{-2}$ cm².

PROBLÈME N° 9

Introduction.

CAPTURES SUCCESSIVES DE NEUTRONS PAR UN ISOTOPE STABLE. — Les radionucléides formés donnant naissance à des isotopes stables :

$$^{A}_{Z}M(n,\gamma) = {}^{A+1}_{Z}M \xrightarrow[\lambda_1]{} \beta^- + {}^{A+1}_{Z+1}M', \qquad \sigma_1,$$
$$^{A+1}_{Z}M(n,\gamma) = {}^{A+2}_{Z}M \xrightarrow[\lambda_2]{} \beta^- + {}^{A+2}_{Z+1}M', \qquad \sigma_2.$$

Soit m la masse du corps initial M.

Soient N_1 et N_2 les nombres d'atomes présents à l'instant t des corps ${}^{A+1}_{Z}M$ et ${}^{A+2}_{Z}M$.

$\mathcal{N}$ étant le nombre d'Avogadro

$$\lambda_1 N_1 = \frac{\Phi m \sigma_1}{A}\mathcal{N}\,[1 - e^{-\lambda_1 t}],$$

$$\lambda_2 N_2 = \frac{\Phi^2 m \sigma_1 \sigma_2}{1^A}\mathcal{N}\left[1 - e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 t}\right].$$

On suppose négligeable la perte des neutrons dans le corps initial par rapport à leur nombre total.

Quantité de corps stables ${}^{A+1}_{Z+1}M'$ formé au bout du temps t nombre d'atomes :

$${}^{A+1}_{Z+1}M' = \int_0^t \lambda_1 N_1\, dt = \frac{\Phi m \sigma_1 \mathcal{N}}{A}\left[t - \frac{1}{\lambda_1}\right].$$

Quantité de corps stables ${}^{A+2}_{Z+2}M'$ formé au bout du temps t nombre d'atomes :

$${}^{A+2}_{Z+2}M' = \int_0^t \lambda_2 N_2\, dt = \frac{\Phi^2 m \sigma_1 \sigma_2 \mathcal{N}}{\lambda_1 A}\left[t - \frac{1}{\lambda_2} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)}\right].$$

Problème.

Une mince feuille d'or de surface S et d'épaisseur e est placée dans un flux de neutrons thermiques Φ (neutrons pour chaque unité de surface et pour chaque unité de temps).

L'or n'a qu'un isotope stable et il se forme les réactions suivantes :

$$^{197}_{79}Au\ (n,\gamma)\ ^{198}Au \xrightarrow{\beta^-} {}^{198}_{80}Hg \text{ stable} \quad T_2 \quad \sigma_1,$$
$$^{198}_{79}Au\ (n,\gamma)\ ^{199}Au \xrightarrow{\beta^-} {}^{199}_{80}Hg \text{ stable} \quad T_2 \quad \sigma_2.$$

Calculer la quantité de chaque isotope de mercure que l'on peut tirer de l'échantillon après une irradiation pendant un temps θ.

APPLICATION NUMÉRIQUE

$T_1 = 2{,}7$ j, $\quad T_2 = 3{,}3$ j
$\sigma_1 = 96$ barns $\quad \sigma_2 = 20\,000$ barns.

— Densité de l'or : 19,3 g cm^{-3}

S = 1 cm^2 $\quad e = 0{,}1$ mm $\quad \Phi = 10^{13}$ neutron cm^{-2} s^{-1}.

ÉLÉMENT DE RÉPONSE :
Au bout d'un an d'irradiation

activité de l'or : 198 : 153 curies
— — 199 : 10,3 curies.

PROBLÈME N° 10

Le terbium naturel de nombre de masse 159, sous l'action des neutrons thermiques donne naissance à un radionuclide ^{160}Tb se transformant par désintégration β^-, de période T = 71 j, en un isotope stable du dysprosium. La section efficace de ^{159}Tb est σ_1.

De même le nuclide ^{160}Tb donne naissance avec une section efficace σ_2 à un radionuclide ^{161}Tb se transformant par désintégration β^-, de période 6,8 j, en un autre isotope stable du dysprosium.

Étudier en fonction du temps le rapport R de l'activité du ^{161}Tb à celle du ^{160}Tb, pendant l'irradiation quand un échantillon de terbium est placé dans un flux de neutrons thermiques à raison d'une densité superficielle de Φ neutrons pour chaque unité de surface et pour chaque unité de temps.

Application numérique.

Calculer σ_2 sachant qu'au bout d'un temps d'irradiation de 386 h dans un flux de neutrons.

$\Phi = 1{,}7 . 10^4$ neutrons pour chaque cm^2 et pour chaque seconde.

R = 0,415.

RÉPONSE

σ_2 = 3 300 barns.

PROBLÈME N° 11

Une feuille mince de Bismuth $^{209}_{83}$Bi d'épaisseur *e* est placée dans un faisceau de deutons de 20 MeV d'intensité *i*.

Il se forme les réactions suivantes :

$$^{209}_{83}\text{Bi}\ (d, n)\ ^{210}_{84}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} \sigma_1,$$
$$^{209}_{83}\text{Bi}\ (d, p)\ ^{210}_{83}\text{Bi} \xrightarrow{\beta^-} \sigma_2,$$
$$^{210}_{83}\text{Bi} = \beta^- + {}^{210}_{84}\text{Po}.$$

Après une irradiation de durée θ = 1 h, déterminer l'évolution de l'activité de la feuille en $^{210}_{83}$Bi et en $^{210}_{84}$Po.

Calculer au bout de combien de temps, après l'irradiation, la quantité de polonium sera maximale et évaluer cette quantité en curies.

DONNÉES :

— Période du $^{210}_{83}$Bi 5,0 j
— Période du $^{210}_{85}$Po 140 j

$$\sigma_1 = 0{,}035 . 10^{-24}\ \text{cm}^2 \qquad \sigma_2 = 0{,}13 . 10^{-24}\ \text{cm}^2$$

— Densité du bismuth : 9,8 g cm^{-3}
e = 0,5 mm.

PROBLÈME N° 12

On considère la réaction endoénergétique

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + ^{2}_{1}\mathrm{H} = ^{3}_{2}\mathrm{He} + ^{3}_{1}\mathrm{H}.$$

1° Calculer l'énergie en MeV de cette réaction connaissant les masses des différents atomes.

2° Calculer l'énergie minimale des rayons α qui provoque cette réaction.

3° Calculer l'énergie minimale des deutons qui provoque cette réaction.

4° Calculer les vitesses correspondantes

$$_{1}\mathrm{H} = 2{,}01474 \qquad _{2}\mathrm{He} = 3{,}01698$$
$$_{1}\mathrm{H} = 3{,}01700 \qquad _{2}\mathrm{He} = 4{,}00387$$

PROBLÈME N° 13

1° Quel est le libre parcours moyen des neutrons dans le carbone connaissant la densité du carbone 1,6 g cm^{-3} et la section efficace de choc

$$\sigma = 1{,}6 . 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2.$$

Réponse : $\lambda = 7{,}7$ cm.

2° Trouver l'angle de déviation d'un atome de carbone par un neutron dévié lui-même d'hu angle $\varphi_1 = 30°$ $\varphi_2 = 90°$.

Réponse : $\theta_1 = 73°$,
$\theta_2 = 42°$.

3° Sachant que le neutron a une énergie de 3 MeV, calculer l'énergie des atomes de carbone dans les 2 cas précédents.

Réponse : φ_1, E = 67 keV,
φ_2, E = 460 keV.

4° Quel est l'angle de déviation de l'atome de carbone pour que la perte d'énergie soit de 500 keV.

Réponse : $\varphi = 40°$.

5° Quelle est la probabilité pour qu'après un choc le neutron ait une énergie inférieure à 2,5 MeV.

Réponse : $p = 0{,}55$.

BIBLIOGRAPHIE

On trouvera ici les références concernant des articles faisant le point sur certains problèmes liés à la physique nucléaire. Les références sont les suivantes:
A.R. : *Annual Review of Nuclear Science* (H. K. Lewis, Londres).
P.N. : *Progress in Nuclear Physics* (Pergamon Press, Londres).

DÉTECTION DES PARTICULES NUCLÉAIRES.

1) Électronique rapide ..... A.R., vol. 4, p. 93
2) Circuits électroniques pour les détecteurs nucléaires ..... P.N., vol. 1, p. 73
3) Caractéristiques des scintillateurs ..... A.R., vol. 4, p. 111
4) Substances luminescentes pour les compteurs à scintillations ..... P.N. vol. 2, p. 1
5) Compteur de Cerenkov ..... A.R., vol. 4, p. 141
6) Chambre de Wilson ..... A.R., vol. 5
7) Chambre à bulles ..... P.N., vol. 7, p. 1
8) Émulsions photographiques ..... A.N., vol. 3, p. 141 et P.N., vol. 1, p. 37

PÉNÉTRATION DES PARTICULES LOURDES CHARGÉES DANS LA MATIÈRE ..... A.R., vol. 4, p. 315
IONISATION PAR PARTICULES RAPIDES ..... P.N., vol. 2
RADIOACTIVITÉ α ..... A.R., vol. 4, p. 157
THÉORIE DE LA RADIOACTIVITÉ β ..... A.R., vol. 2, p. 261 et P.N., vol. 1, p. 115
LE NEUTRINO ..... P.N., vol. 5, p. 188
INTERACTIONS FAIBLES ..... P.N., vol. 7, p. 243
RADIATION γ DES NOYAUX ..... A.R., vol. 5
DISTRIBUTION DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE DANS LE NOYAU ..... A.R., vol. 5
MOMENTS NUCLÉAIRES ET SPINS ..... A.R., vol. 2, p. 239 et P.N., vol. 6, p. 52
INTERACTION NEUTRON-PROTON ..... P.N., vol. 2
LE RAYON DU NOYAU ..... P.N., vol. 5, p. 157
LE MODÈLE OPTIQUE ET SA JUSTIFICATION ..... A.R., vol. 8, p. 49 et P.N., vol. 7, p. 123
LES MODÈLES NUCLÉAIRES ..... P.N., vol. 6, p. 126
LE MODÈLE NUCLÉAIRE « EN COUCHE » ..... P.N., vol. 2
ANTINUCLÉONS ..... A.R., vol. 8, p. 127
SPECTROSCOPIE β et γ ..... P.N., vol. 1, p. 140
SPECTROSCOPIE DES RAYONS γ PAR DIFFRACTION CRISTALLINE ..... A.R., vol. 8, p. 163
CORRÉLATION ANGULAIRE DES RADIATIONS NUCLÉAIRES A.R., vol. 2, p. 129
PROGRÈS RÉCENTS DANS LES ACCÉLÉRATEURS ..... A.R., vol. 2, p. 79
RÉACTEURS NUCLÉAIRES POUR LA RECHERCHE ..... A.R., vol. 5

CYCLOTRONS	P.N., vol. 1, p. 1
ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES	P.N., vol. 1, p. 21
RÉACTIONS NUCLÉAIRES	A.R., vol. 5
RÉACTIONS NUCLÉAIRES INDUITES PAR DES PARTICULES DE HAUTE ÉNERGIE	A.R., vol. 2, p. 93
SPALLATION	P.N., vol. 7, p. 89
THÉORIE DES RÉACTIONS PHOTONUCLÉAIRES	A.R., vol. 4, p. 13
ÉTUDES RÉCENTES DES RÉACTIONS PHOTONUCLÉAIRES	A.R., vol. 2, p. 105
FISSION	A.R., vol. 2, p. 299 A.R., vol. 4, p. 69 et P.N., vol. 2
EFFET SZILARD-CHALMERS	P.N., vol. 1, p. 168
ISOTOPES	A.R., vol. 2, p. 221
ENRICHISSEMENT DES ISOTOPES STABLES	P.N., vol. 6, p. 162
SPECTROSCOPIE DE MASSE	A.R., vol. 5
TECHNIQUES DE SÉPARATION RADIOCHIMIQUE	A.R., vol. 5 et A.R., vol. 3, p. 221
EFFETS ISOTOPIQUES DANS LES RÉACTIONS CHIMIQUES	A.R., vol. 3, p. 235
CHIMIE DES RADIATIONS	A.R., vol. 5
DOSIMÉTRIE DES RADIATIONS-PROTECTION	A.R., vol. 3, p. 249
EFFETS BIOCHIMIQUES DES RADIATIONS	A.R., vol. 4, p. 351
RADIOBIOLOGIE CELLULAIRE	A.R., vol. 8, p. 343

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION 9

I. — STRUCTURE DE L'ATOME 11
I. *Hypothèses de base* 11
II. *Quantification d'un système* 11
III. *Énergie cinétique d'un électron sur son orbite* 11
IV. *Orbite circulaire* 12
V. *Orbite elliptique* 12
VI. *Quantification dans l'espace* 13
VII. *Spin de l'électron* 14
VIII. *Caractéristiques des états atomiques* 14
IX. *Niveaux d'énergie et transitions dans l'atome* 15
X. *États excités des atomes. Potentiel d'ionisation* 18
XI. *Nombres magiques atomiques* 20

II. — STRUCTURE DU NOYAU 21
I. *Rayon et composition du noyau* 21
II. *Nombres magiques et modèles nucléaires* 22
III. *Caractéristiques des états nucléaires* 25
IV. *Excitation des noyaux* 26
V. *Instabilité des noyaux* 27
VI. *Quelques exemples de noyaux radioactifs naturels* 30
VII. *Quelques exemples de noyaux radioactifs artificiels* 31

III. — INTERACTION DES DIVERS RAYONNEMENTS AVEC LA MATIÈRE ... 32
I. *Rayonnement électromagnétique* 33
II. *Interaction des particules chargées avec la matière* 42
III. *Passage des neutrons à travers la matière* 52

PREMIÈRE PARTIE

MÉTHODES DE DÉTECTION DES RAYONNEMENTS NUCLÉAIRES.

Chap. I. — CHAMBRE D'IONISATION 57
Mesure de l'intensité d'un rayonnement 57

I. *Chambre d'ionisation* 60
II. *Quartz piezoélectrique* 62
III. *Électromètre à quadrants* 63

Expérience I. 1 : Mesure de l'intensité d'une source de Po... (p. 66)
Expérience I. 2 : Courbe de Bragg ..... (p. 67)
Expérience I. 3 : Mesure à l'électroscope ..... (p. 69)
Électrochimie des radioéléments ..... (p. 72)
Expérience I. 4 : Dépôt cathodique de RaE ..... (p. 73)
Expérience I. 5 : Dépôt spontané de Po sur Ag ..... (p. 74)

Chap. II. — CHAMBRE D'IONISATION A IMPULSIONS 76
Mesure de l'énergie d'un rayonnement 76
I. *Impulsions* 77
II. *Dispositifs d'analyse et d'enregistrement des impulsions* 80
Amplificateur 80
Discriminateur d'amplitude 82
Sélecteur d'amplitude 83
Échelle de comptage 85

Expérience II. Mesure d'énergie des rayons α par chambre d'ionisation à impulsions ..... (p. 86)

Chap. III. — LOIS DE PROBABILITÉ FLUCTUATIONS STATISTIQUES ET ERREURS 93
I. *Loi de distribution binomiale* 96
II. *Loi de Gauss* 97
III. *Loi de Poisson* 98
IV. *Mesure de désintégrations* 99
V. *Représentation d'une distribution de Gauss* 100
IV. *Représentation d'une distribution de Poisson* 102
VII. *Précision des mesures* 102

Expérience III. 1. Distribution binomiale. Jeux de dés ... (p. 107)
Expérience III. 2. *a*) Distribution de Poisson. Mesure du mouvement propre ..... (p. 108)
a) Distribution de Gauss. Mesure de l'intensité d'une source radioactive (p. 109)

Chap. IV. — COMPTEURS 111
I. *Compteur Geiger-Muller* 113

Expérience IV. (I). 1. Caractéristique du compteur G.-M. (p. 118)
Expérience IV. (I). 2. Mesure d'intensité ..... (p. 120)
Expérience IV. (I). 3. Enrichissement en UX d'une solution d'uranium. Séparation U-UX ..... (p. 126)
Expérience IV. (I). 4. Chromatographie sur résine échangeuse d'ions. Séparation ^{24}Na — ^{42}K ..... (p. 130)
Expérience IV. (I). 5. Séparation par électrophorèse sur papier ..... (p. 132)

II. — *Compteur proportionnel* 133

Expérience IV. (II). 5. Étalonnage et mesure d'énergie de rayonnement X au compteur proportionnel ..... (p. 136)

III. — *Compteur à scintillations* 142

Expérience IV. (III). 6. Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des basses énergies ..... (p. 153)
Expérience IV. (III). 7. Étalonnage et étude d'un spectre γ dans la région des énergies élevées ..... (p. 154)
Expérience IV. (III). 8. Contrôle de séparation chimique par spectrographie γ ..... (p. 155)

Chap. V. — ÉMULSIONS NUCLÉAIRES 157

Expérience V. Détermination du parcours moyen des particules α du thorium C et du thorium C'.. (p. 158)

DEUXIÈME PARTIE

MÉTHODES D'ÉTUDE DE LA STRUCTURE NUCLÉAIRE.

Chap. VI. — VIE MOYENNE DES ÉTATS EXCITÉS 164
I. *Constante radioactive* 164
II. *Vie moyenne* 164
III. *Période* 165
IV. *Problème de deux corps en filiation* 165
V. *Largeur d'un niveau* 166
VI. *Nuclide ayant plusieurs voies de désintégration* 169

Expérience VI. Mesure de période ..... (p. 170)

Chap. VII. — SPECTROMÉTRIE α, β et γ 175

Expérience VII. 1. Mesure d'énergie α au spectromètre à scintillations ..... (p. 177)
Expérience VII. 2. Détermination de l'énergie maximum d'un spectre β ..... (p. 178)
Expérience VII. 3. Séparation de strontium yttrium ..... (p. 187)
Expérience VII. 4. Mesure d'énergie γ par la méthode d'absorption ..... (p. 191)

Chap. VIII. — RECHERCHE DES COUPLAGES DE DIFFÉRENTS RAYONNEMENTS. MÉTHODE DES COINCIDENCES 195
I. *Principe de la méthode de coïncidences* 196
II. *Application à l'étude des schémas de désintégration* 199

Expérience VIII. 1. Mesure du temps de résolution ..... (p. 203)
Expérience VIII. 2. Étude des coïncidences β-γ dans ^{198}Au. (p. 204)
Expérience VIII. 3. Étude d'un spectre β double ^{42}K..... (p. 205)
Expérience VIII. 4. Mesure de l'intensité absolue d'une source radioactive ..... (p. 206)

Chap. IX. — CARACTÉRISTIQUES QUANTIQUES DES NIVEAUX 208
I. *Mesure de la vie moyenne d'un état excité* 210
II. *Coefficients de conversion interne* 212
III. *Corrélations angulaires* 213
IV. *Modèle des couches et transition* γ 216

Expérience IX. 1. Mesure d'un coefficient de conversion par la méthode des coïncidences β-*e*. (p. 218)
Expérience IX. 2. Corrélation angulaire de deux rayons γ d'annihilation ..... (p. 220)

Chap. X. — EXCITATION DES NOYAUX STABLES 224

Expérience X. Excitation coulombienne de ^{198}Au et ^{181}Ta.. (p. 227)

Chap. XI. — RÉACTIONS NUCLÉAIRES 230
I. *Section efficace* 230
II. *Barrière de potentiel* 231
III. *Intérêt de l'étude des réactions nucléaires* 233
IV. *Fonctions d'excitation* 234
V. *Réactions nucléaires à moyennes et hautes énergies* 234

Expérience XI. 1. Réaction nucléaire de protons de 12MeV sur le cuivre ..... (p. 236)
Expérience XI. 2. Réactions par neutrons ..... (p. 237)
Expérience XI. 3. Analyse par activation neutronique ... (p. 240)
Expérience XI. 4. Preuve chimique de la fission ..... (p. 241)

Chap. XII. — PHÉNOMÈNES CHIMIQUES ASSOCIÉS AUX RÉACTIONS 244
NUCLÉAIRES 244
I. *Énergies de recul des atomes formés dans les réactions nucléaires*..
II. *Comportement de l'atome de recul* 246
III. *Effet Szilard-Chalmers* 246

Expérience XII. 1. Effet Szilard-Chalmers ..... (p. 247)
Expérience XII. 2. Séparation des états isomériques du ^{80}Br ..... (p. 249)
Expérience XII. 3. Recul par émission α ..... (p. 251)

Chap. XIII. — APPLICATIONS DE LA RADIOACTIVITÉ ET DES ISOTOPES AUX PROBLÈMES CHIMIQUES 254

Expérience XIII. 1. Dosage du phosphore dans un mélange de phosphate et de chlorure par dilution isotopique ..... (p. 254)
Expérience XIII. 2. Échange isotopique ..... (p. 256)
Expérience XIII. 3. Effet chimiques des rayonnements de grande énergie ..... (p. 260)

APPENDICE I

Notions de protection contre les radiations ionisantes..... 267

APPENDICE II

Constantes et systèmes d'unités. Problèmes 296

BIBLIOGRAPHIE 317

MASSON et Cie, Éditeurs,
Libraires de l'Académie de Médecine,
120, Bd St-Germain, Paris (VIe),
Dépôt légal : no 3472,
1e trimestre 1960.

Imprimé en France
Marca registrada

—

IMPRIMERIE DURAND,
9, rue Fulbert,
Chartres (Eure-et-Loir).
(1-1960)

ET IE